

学位論文

Belle 実験に於けるダイレプトン事象を用いた  
 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動現象の測定

2000 年

戸本 誠

図・本館

報告番号	甲第	号
------	----	---

学位論文

Belle 実験に於けるダイレプトン事象を用いた  
 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動現象の測定

2000年

戸本 誠

名古屋大学図書



11349495

## 謝辞

名古屋大学高エネルギー研究室の一員として、又、Belle 実験グループの構成員として非常に多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼を述べさせていただきます。

まず最初に、長年に渡り、本研究課題を通じ数多くの御指導をして頂いた大島隆義教授、鈴木史郎助教授、杉山晃助手に心より感謝致します。そして、着任後わずか1年足らずの御指導でしたが、私に的確な助言をして下さった千代勝美助手にも感謝致します。

また、高エネルギー加速器研究機構に出張研究で滞在中、私が行なった研究全般に渡り多くの助言、御指導をして下さった堺井義秀助教授にお礼を言いたいと思います。

さらには、ダイレプトン解析で有益な御指摘をして下さった、阿部和雄教授、坪山徹助手に感謝致します。

Belle グループの皆さんに心よりお礼を述べたいと思います。特に、筑波実験室でたくさんの議論をしあった先生方や学生の皆様にお礼を言いたいと思います。

最後に、もう卒業してしまわれた名古屋大学理学部高エネルギー物理学研究室の先輩方や、今まで一緒に研究を続けてきた後輩諸君に、公私に渡りいつも励まされたことをこの場を借りてお礼致します。

## 概要

高エネルギー加速器研究機構で、B ファクトリー実験 (Belle 実験) が 1999 年より開始した。

本実験の最大目的は、素粒子物理学現象をこれまで矛盾なく記述している「標準理論」の枠組に組み込まれている小林・益川理論による CP 非保存現象の精密測定である。

クォークの質量固有状態と弱い相互作用を起こす時の固有状態は異なり、これら 2 つを結び付けるのが小林・益川行列である。クォークが 3 世代で構成されるなら、小林・益川行列は 3 つの混合角と 1 つの位相角で表現でき、位相角の存在が CP 非保存をひき起こす。

小林・益川行列は、ユニタリー条件を満足する。具体的な行列成分で記述すると、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

を満足し、複素平面上に三角形を構成する (ユニタリー三角形)。

私は本論文研究課題として、中性 B 中間子振動現象 ( $B_d^0\bar{B}_d^0$  振動現象) の測定についてまとめた。2 つの中性 B 中間子 ( $B_d^0\bar{B}_d^0$ ) は、ボックス・ファインマン・ダイアグラムを經由しお互い混じり合う。その混合周期は 2 つ質量固有値の差 ( $\Delta m_d$ ) に依存する。「標準理論」の計算によると、 $\Delta m_d$  値は小林・益川行列の成分の 1 つである  $V_{td}V_{tb}^*$  に制限を与える。現在の  $\Delta m_d$  測定値の世界平均は、 $0.472 \pm 0.017 \text{ ps}^{-1}$  で、これにより、 $|V_{td}V_{tb}^*| = 0.0083 \pm 0.0016$  なる制限を与えている。

また、CP 位相の測定誤差は、 $\Delta m_d$  の測定精度に依存する。

私は Belle 実験で、ダイレプトン事象を用いた  $\Delta m_d$  精密測定を行なった。

Belle 実験加速器 (KEKB) は、

- 世界最高のルミノシティを達成。
- 重心エネルギーを  $\Upsilon(4S)$  粒子質量に設定し、綺麗な環境下での B 中間子事象の解析が可能。
- 非対称な電子・陽電子ビームエネルギーによる B 中間子のブーストが B 中間子崩壊時間の測定を可能にする。

の特徴を持つ。

ダイレプトン事象は、2 つの B 中間子が共にセミレプトニック崩壊を起こす事象で、2 つのレプトンの電荷と、上述の加速器特色、精度良い検出器を活かしたレプトン生成点の測定から  $B_d^0(\bar{B}_d^0)$  粒子の存在確率時間発展の測定による振動測定が可能になる。この種の  $\Delta m_d$  測定は世界初で、測定結果

$$\Delta m_d = 0.483 \pm 0.014_{-0.030}^{+0.032} \text{ ps}^{-1}$$

を得た。この測定値は現在の世界平均と一致している。また、実験開始わずか 1 年少々で、精度は既に世界中のどの測定結果よりも優れている。

今回の  $\Delta m_d$  精密測定は、小林・益川行列にさらなる制約を与え、CP 非保存の物理解明に役立つ。また、今後の CP 位相測定時に、わざわざ世界平均を用いなくても同一実験の  $\Delta m_d$  測定値を使えることは非常に重要なことである。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
<b>第 2 章</b>	$B_d^0\bar{B}_d^0$ 振動	<b>3</b>
2.1	小林・益川行列と $B_d^0\bar{B}_d^0$ 振動現象	3
2.2	$B_d^0\bar{B}_d^0$ 振動	6
<b>第 3 章</b>	<b>Belle 実験装置</b>	
	～KEKB 加速器と Belle 検出器～	<b>9</b>
3.1	$\Upsilon(4S)$ 粒子と $B$ 中間子	10
3.2	KEKB 加速器	11
3.3	Belle 検出器	14
3.4	解析ソフトウェア	18
3.5	データ収集状況	19
<b>第 4 章</b>	<b>Z トリガー</b>	<b>21</b>
4.1	中央飛跡検出器 (CDC)	23
4.2	アルゴリズム	26
4.3	Z トリガー系モジュール群	30
4.4	宇宙線による性能評価	33
4.5	加速器稼働時の性能評価	36
4.6	まとめと将来の展望	38
<b>第 5 章</b>	<b><math>\Delta m_d</math> 測定解析</b>	<b>40</b>
5.1	ダイレプトン解析	41
5.2	ハドロン事象選択	42
5.3	レプトン同定	44
5.4	ダイレプトン事象選択	48
5.5	レプトン生成点 (時間) 測定	52
5.6	$\Delta m_d$ 測定	52
5.6.1	応答関数	55
5.6.2	バックグラウンド分布	58
5.6.3	結果	64

5.7 $\Delta m_d$ 測定値の評価と系統誤差 . . . . .	64
5.7.1 $\Delta m_d$ 測定値の正当性 . . . . .	64
5.7.2 系統誤差 . . . . .	69
<b>第 6 章 結論と討論</b>	<b>75</b>
<b>付 録 A Belle 検出器</b>	<b>78</b>
A.1 シリコン・バーテクス・ディテクター (SVD) . . . . .	78
A.2 セントラル・ドリフトチェンバー (CDC) . . . . .	79
A.3 エアロジェル・チェレンコフ・カウンター (ACC) . . . . .	81
A.4 タイム・オブ・フライト (TOF) カウンター . . . . .	81
A.5 電磁カロリメーター . . . . .	82
A.6 $K_L$ 、ミュー検出器 (KLM) . . . . .	84
A.7 超前方カロリメーター (EFC) . . . . .	85
A.8 データ収集系; Data acquisition system(DQM) . . . . .	85
<b>付 録 B 小林・益川行列と CP 非保存の物理</b>	<b>88</b>
B.1 C、P、T 対称性 . . . . .	88
B.2 小林・益川行列 . . . . .	89
B.3 B 中間子における CP 非保存 . . . . .	92
B.3.1 直接的 CP 非保存 . . . . .	92
B.3.2 $B^0\bar{B}^0$ 振動現象による CP 非保存 . . . . .	93
B.3.3 $B^0\bar{B}^0$ 振動現象と崩壊過程の干渉による CP 非保存 . . . . .	93

## 表 目 次

3.1	世界中で稼働中/予定の B ファクトリー 実験 . . . . .	9
3.2	KEKB の設計パラメータ . . . . .	13
3.3	BELLE 検出器性能パラメータ . . . . .	16
4.1	Belle 実験で生成される物理事象とそれらの頻度 . . . . .	21
4.2	ワイヤー構成 . . . . .	24
4.3	カソード構成要素 . . . . .	24
4.4	Z トリガー系で用いたワイヤー構成 . . . . .	28
5.1	それぞれの事象選択で残ったダイレプトン事象数 . . . . .	51
5.2	ダイレプトン候補の内訳 . . . . .	51
5.3	各事象の事象数 . . . . .	55
5.4	モンテ・カルロとデータによる分解能の評価 . . . . .	59
5.5	バックグラウンド分布フィット関数のパラメータ ( $\Delta m_d = 0.464 \text{ ps}^{-1}$ ) . . . . .	63
5.6	バックグラウンド分布フィット関数のパラメータ ( $\Delta m_d = 0.423 \text{ ps}^{-1}$ ) . . . . .	63
5.7	系統誤差のまとめ . . . . .	72
B.1	C、P、T 変換 . . . . .	89

## 目 次

2.1	ユニタリー三角形	3
2.2	ボックス・ダイアグラム	4
2.3	様々な測定値を基に制限を与えたユニタリー三角形	5
3.1	$e^+e^-$ 衝突の断面積分布	10
3.2	KEKB 加速器	12
3.3	BELLE 検出器	15
3.4	Belle 検出器の断面図	15
3.5	Belle 解析の流れ	19
3.6	積分ルミノシティ	20
4.1	Belle トリガー系	22
4.2	CDC 構造	23
4.3	CDC セル 構造	25
4.4	CDC カソード部	25
4.5	トリガー・タワー・マップ	27
4.6	ワイヤーによる $z$ 座標導出方法の概念図	29
4.7	Z トリガー論理構成	30
4.8	Z トリガーで用いるモジュール群	31
4.9	ZDB モジュールの概念図	31
4.10	ETC モジュール	32
4.11	ZTB モジュール	32
4.12	宇宙線飛跡の概念図	34
4.13	運動量の関数における Z トリガー効率	34
4.14	飛跡発生点の関数における Z トリガー効率	35
4.15	遅延時刻	36
4.16	加速器稼働時の事象生成 $d_z$ 分布	37
4.17	データ収集ラン番号ごとの Z トリガー検出効率	37
4.18	データ収集ラン番号ごとの Z トリガーによるバックグラウンド除去係数	38
5.1	ダイレプトン事象	40
5.2	セミレプトニック事象のファインマンダイアグラム	41



5.3	E/p 分布 . . . . .	44
5.4	電子同定効率と $\pi$ 粒子偽電子率 . . . . .	45
5.5	$\mu$ 粒子同定効率と $\pi$ 粒子偽 $\mu$ 率 . . . . .	46
5.6	レプトン重心系運動量分布 . . . . .	47
5.7	1次レプトンと2次レプトンの例 . . . . .	47
5.8	ダイレプトン角度分布 . . . . .	49
5.9	ダイレプトン重心系運動量分布 . . . . .	50
5.10	パーテックスフィット概念図 . . . . .	52
5.11	ダイレプトン事象信号の $\Delta z$ 分解能 . . . . .	56
5.12	ダイレプトンの不変質量分布 . . . . .	57
5.13	$J/\psi$ 事象による $\Delta z$ 分解能の評価 . . . . .	58
5.14	バックグラウンド分布 . . . . .	62
5.15	$\Delta z$ フィット分布 . . . . .	65
5.16	$A(\Delta z)$ 分布 . . . . .	66
5.17	$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_{min}$ 分布 . . . . .	67
5.18	簡素シミュレーターによる $\Delta m_d$ 出力 . . . . .	68
5.19	$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_{data}$ 分布 . . . . .	69
5.20	ダイレプトン事象信号の $\Delta t$ 分解能 . . . . .	70
5.21	様々な事象選択における $\Delta m_d$ 測定値 . . . . .	74
6.1	世界中の実験と本解析の $\Delta m_d$ 測定値 . . . . .	76
A.1	シリコン・パーテックス検出器 . . . . .	78
A.2	荷電粒子飛跡とビーム衝突点との最近接点の分解能 . . . . .	79
A.3	運動量分解能 . . . . .	80
A.4	バレル・エアロジェル・チェレンコフ・検出器 . . . . .	81
A.5	エンドキャップ・エアロジェル・チェレンコフ・検出器 . . . . .	82
A.6	タイム・オフ・フライト・シンチレーション・カウンター . . . . .	83
A.7	CsI カロリーメーター . . . . .	84
A.8	RPC . . . . .	85
A.9	超前方カロリーメーター . . . . .	86
A.10	BELLE データ収集系 . . . . .	87

# 第1章 序論

現在までの所、素粒子物理現象を記述する理論「標準理論」は大成功を収めており、実験的にも我々が知り得る限り矛盾する結果は皆無である。しかしながら、未確認事項が多数存在する点や、「標準理論」では必要不可欠なヒッグス機構を実験的に解明していない点など「標準理論」の精密検証と、それを超える物理事象探求を行なうことは高エネルギー物理学の当面の目標である。

これまで我々は、以下に挙げる2種類のアプローチでこれらのことを実行してきた。

- 未到達エネルギー領域での新粒子及び新現象探索
- 既存のエネルギー領域での物理現象の精密測定

前者によるアプローチは、これまでも世界中で広く実施され、「標準理論」の検証に貢献してきた。日本での TRISTAN 実験、アメリカの SLD 実験、Tevatron 実験、ヨーロッパの CERN での LEP 実験がその代表例である。CDF 実験でのトップクォークの発見等、今日我々が当たり前と思っている粒子はこうした実験により発見されたものが多い。

更に最近、LEP 実験で、ヒッグス粒子が残したと思われる痕跡を確認し、ヒッグス質量は 114 GeV 程度であるとの報告が為された。そして、CDF 実験や、LEP 実験の後を引き継いで計画中的 LHC 実験でのさらなる事象確認と質量精密測定に期待が集まる。

一方、「標準理論」検証の別のアプローチとして、B ファクトリー実験が日本の KEK(Belle 実験)とアメリカの SLAC(BABAR 実験)の2箇所で1999年に開始された。

この実験の最大目的は「標準理論」の枠組に組み込まれている小林・益川理論による CP 非保存現象の精密測定である。B 中間子が起こす様々な崩壊過程の観測は、「標準理論」に CP 非保存現象を組み込んだ3世代クォーク混合行列(小林・益川行列)の行列要素とその位相値に強い制限を与える。

私は本論文において、中性 B 中間子振動現象 ( $B^0\bar{B}^0$  振動現象) の測定についてまとめた。2つの中性 B 中間子 ( $B^0\bar{B}^0$ ) は、高次ボックス・ファインマン・ダイアグラムを経由しお互い混じり合う。その混合周期は2つ質量固有値の差 ( $\Delta m_d$ ) に依存する。「標準理論」の計算によると、 $\Delta m_d$  値にはトップ・クォークが主に寄与し、その値は小林・益川行列の成分の1つである、 $V_{td}V_{tb}^*$  に比例する。 $\Delta m_d$  の精密測定は  $V_{td}V_{tb}^*$  に強い制限を与え、小林・益川理論の検証、及びそれを超える物理現象の探求に貢献する。

さらに、 $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$  崩壊を利用して測定される CP 位相値の測定誤差は、 $\Delta m_d$  測定精度に大きく依存する。

以上の観点から、実験初期段階に於ける  $\Delta m_d$  の精密測定は重要任務となる。

本論文における解析は、茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構で1999年6月より開始した Belle 実験（重心エネルギー 10.58 GeV、電子・陽電子加速器型実験）のデータを基に実行された。私は、検出器建設時期から Belle 実験グループに属し、中央飛跡検出器のトリガー系回路構築を研究課題とした。中央飛跡検出器のトリガーは2種類のトリガーで構成される。 $r\phi$  平面（ビーム軸に垂直な平面）上で飛跡を再構成し、その飛跡数や飛跡間のなす角により事象生成点を判断する  $r\phi$  トリガーと、 $rz$  平面（ビーム軸を含む平面）上で飛跡を再構成し、ビーム衝突点を通じた飛跡数を数え物理事象か否かを判断する Z トリガーである。この Z トリガー系の構築と性能評価は、本論文でまとめたもう1つの研究課題であり、上記物理研究には無くてはならない重要な役割を担う。そこで、本論文は  $B^0\bar{B}^0$  振動に関する解析の報告を軸に議論を進め、加えて、Z トリガー系の性能評価について論ずる。本論文の構成を以下に記す。

- 第2章で、 $B^0\bar{B}^0$  振動現象の紹介をする。
- 第3章で、B ファクトリー実験の世界的背景、研究対象となる B 中間子の紹介、更には、Belle 実験を構成する KEKB 加速器と Belle 検出器の概要を行なう。
- 第4章では、CDC Z トリガー系について論じる。具体的な内容は、設計パラメーターの概要と宇宙線とビーム衝突時の性能評価である。
- 第5章で  $\Delta m_d$  測定方法の一つであるダイレプトン解析の紹介を行ない、実際の解析内容と結果報告をする。
- 最後、第6章で本論文のまとめと議論を行なう。
- 個々の Belle 検出器についての詳しい記述は付録 A に記した。
- 本論文の物理内容は  $B^0\bar{B}^0$  振動現象に集中した為、Belle 実験の最大目的である CP 非保存の物理及び小林・益川行列については付録 B で概略する。

## 第2章 $B_d^0 \bar{B}_d^0$ 振動

### 2.1 小林・益川行列と $B_d^0 \bar{B}_d^0$ 振動現象

「標準理論」によると、電弱相互作用は  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  対称性に従うゲージ理論により記述される。「標準理論」に於ける物質構成粒子は以下に示す3世代6種類のレプトンとクォークで、カイラル固有状態左巻き(指標 L)のクォーク、レプトンは弱アイソスピン2重項に、右巻き(指標 R)は1重項に組み込まれている。

$$\begin{aligned} \text{レプトン} & \cdots \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, e_R, \mu_R, \tau_R \\ \text{クォーク} & \cdots \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R \end{aligned}$$

クォークの質量固有状態 ( $d, s, b$ ) は、弱い相互作用を起こす時の固有状態 ( $d', s', b'$ ) とは異なる。それらの関係は式 (2.1) で表されるクォークの混合状態を示す小林・益川行列 [1] によって結び付けられる。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

この行列の行列要素は3つの混合角と1つの複素位相角で表現され、位相角の存在が CP 非保存をひき起こす。仮に、クォークが  $u, d, s, c$  の2世代4種類であった場合、クォーク混合行列は唯一の混合角 Cabibbo 角 ( $\theta_c$ : 測定値は、 $\sin \theta_c = 0.224 \pm 0.016$ ) で構成される  $2 \times 2$  行列となり、位相角が存在しないので CP は保存される。

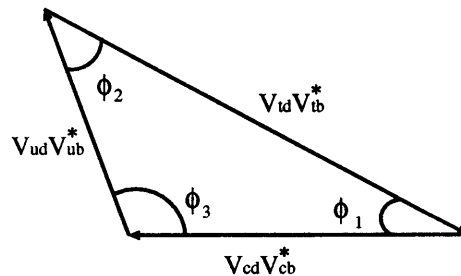


図 2.1: ユニタリー三角形

小林・益川行列は、ユニタリー条件 ( $VV^\dagger = 1$ ) を満足し、CP 位相が最も大きく観測されると期待される 1 つの関係式は、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.2)$$

である。式 (2.2) は、図 2.1 で表されるように複素平面上で三角形を形成する。小林・益川行列、つまりは「標準理論」による CP 非保存現象の検証は、ユニタリー三角形の 3 辺及び 3 内角 ( $\phi_i$ ;  $i=1,2,3$ ) の測定を行なうことにより実現される。各辺や位相は、様々な崩壊過程で測定され、その中で、三角形の一边を司る  $V_{td}V_{tb}^*$  の測定は中性 B 中間子の振動現象の測定から得られる。

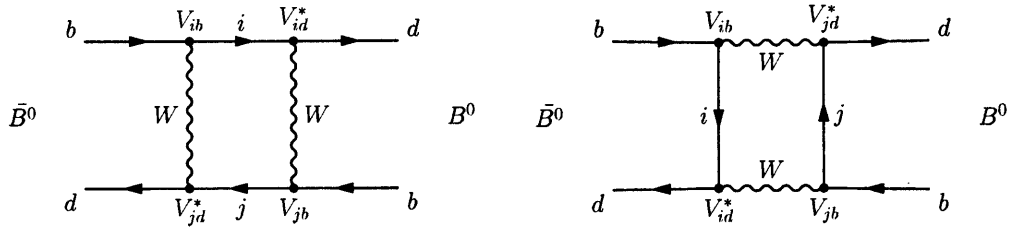


図 2.2: ボックス・ダイアグラム

$B_d^0$  ( $\bar{B}_d^0$ ) 中間子は、図 2.2 のファインマン図で表される高次のボックスダイアグラムを経由し、その姿を  $\bar{B}_d^0$  ( $B_d^0$ ) 中間子に変化させることが可能である。この現象を  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動と呼び、振動周期は 2 つの質量固有値の差  $\Delta m_d$  に比例し、これまでの測定値は

$$\Delta m_d = 0.472 \pm 0.017 \text{ ps}^{-1} = (3.11 \pm 0.11) \times 10^{-4} \text{ eV}$$

である [2]。

「標準理論」で導かれる  $\Delta m_d$  の計算によると、図 2.2 のボックスダイアグラムのループの主な寄与はトップクォークによるもので、

$$\Delta m_d = \frac{G_F^2}{6\pi^2} B_B f_B^2 M_B M_W^2 E \left( \frac{M_t^2}{M_W^2} \right) (V_{td}^* V_{tb})^2 \eta_{QCD} \quad (2.3)$$

と表される [3]。ここで、 $G_F$  はフェルミ定数、 $M_t$ 、 $M_B$ 、 $M_W$  はそれぞれトップクォーク、 $B^0$ 、 $W$  ボゾンの質量である。 $\eta_{QCD}$  は QCD に依る補正值 ( $\simeq 0.55$ )、 $f_B$  は崩壊定数、 $B_B$  は QCD の非摂動効果による因子で実験的に未確定な量である。QCD や格子ゲージ理論計算で  $B_B f_B^2 = (210 \pm 40 \text{ MeV})^2$  が得られている。

関数  $E(x)$  は式 (2.4) で表される。

$$E(x) = \frac{4x - 11x^2 + x^3}{4(1-x)^2} - \frac{3x^3 \ln x}{2(1-x)^3} \quad (2.4)$$

式 (2.3) からわかるように  $\Delta m_d$  測定値は  $V_{td}^* V_{tb}$  に制限を与えることができる。

図 2.3 は、様々な実験で付けられた制限から予測されるユニタリー三角形を示す [2]。これまでの  $\Delta m_d$  の測定を基に計算された、

$$|V_{td}^* V_{td}| = 0.0083 \pm 0.0016$$

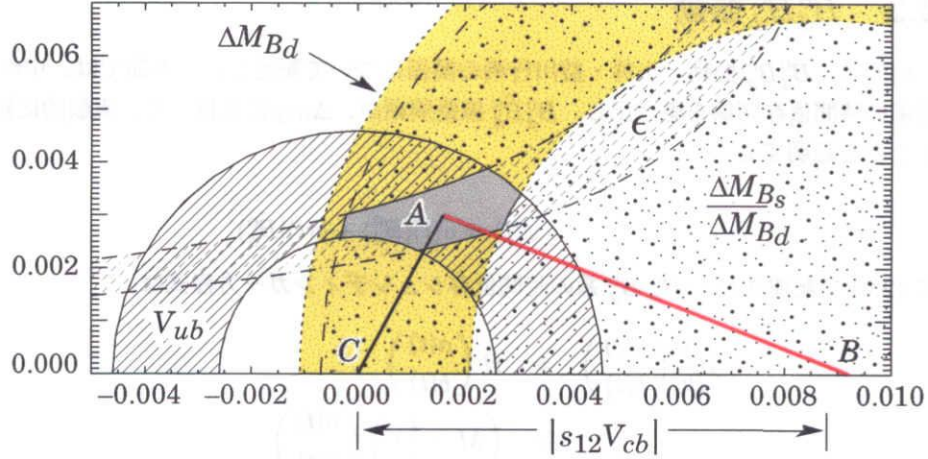


図 2.3: 様々な測定値を基に制限を与えたユニタリー三角形。図中の  $\Delta M_{B_d}$  の矢印で示される”B”を中心とする円領域が  $\Delta m_d$  測定値による制限を示す。全体としては、小林・益川理論が正しければ、”A”と記された領域で三角形が閉じるべきと予想される。

は、図中の  $\Delta M_{B_d}$  の矢印で示される円領域で表される。

$\Delta m_d$  やトップクォーク質量の測定誤差 ( $\simeq 3\% \sim 4\%$ ) と比較して、 $B_B f_B^2$  の理論不確定要素が  $\sim 20\%$  と非常に大きい為、この解析から強い制限を与えることができず、現在までのところ、目安を行なうに留まっている。図 2.3 の領域が  $\Delta m_d$  測定精度に比べ広いのはその為である。

$B_d^0\bar{B}_d^0$  振動が測定可能な値を持つことはトップクォークの大きな質量 ( $= 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ ) による所が大きい。もしトップクォークの質量が  $20 \text{ GeV}/c^2$  ならば、 $\Delta m_d \sim 10^{-14} \text{ s}^{-1}$  なので、B 中間子平均寿命 ( $\sim 10^{-12} \text{ s}$ ) 内での振動回数は  $\sim 0.01$  回となり、B 中間子寿命内に振動現象はほとんど起こらない。

歴史的には、 $\Delta m_d$  が崩壊幅と同程度の大きさ ( $\frac{\Delta m_d}{\Gamma_{B_d^0}} \sim 1$ ) を持つことが ARGUS 実験により確認され、「標準理論」が正しいのならトップクォーク質量が大きいと予測された。そして、CDF 実験でその予想に違わず  $174 \pm 10 \pm_{-2}^{+3} \text{ GeV}/c^2$  という高い質量で発見されたのである [4]。

さらに、 $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s$  崩壊を用いて精密測定される CP 位相 ( $\phi_1$ ) は、 $B^0\bar{B}^0$  振動と崩壊過程の干渉で現れる量であるので、 $B^0\bar{B}^0$  振動の精密測定は CP 位相精密測定の上でも重要な位置を占める。

具体的には、 $\phi_1$  測定は初期状態  $B_d^0$  の中性 B 中間子が  $J/\psi K_s$  崩壊する割合と初期状態  $\bar{B}_d^0$  の中性 B 中間子が  $J/\psi K_s$  崩壊する割合の差 (非対称分布) を時間毎に観測することで実現され、その差は、 $a_{f_{CP}}(\Delta t) = \sin 2\phi_1 \sin \Delta m_d \Delta t$  と  $\Delta m_d$  測定値に依存する。

以上の理由から  $\Delta m_d$  は B 中間子物理の最も基本的なパラメータの 1 つであり、実験初期段階での精密測定が要求される。

## 2.2 $B_d^0 \bar{B}_d^0$ 振動

前節で、 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動と小林・益川行列の関係について記述した。本節では、中性 B 中間子存在確率の時間依存関係を導き出し、 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動周期が、 $\Delta m_d$  に比例して、実験的に観測が可能であることを証明する。

$$\psi(t) = a(t)|B_d^0\rangle + b(t)|\bar{B}_d^0\rangle \quad (2.5)$$

式 (2.5) で記述される  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  系の時間依存シュレディンガー方程式は、

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} &= H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \\ &\equiv \left( M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \\ &\equiv \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2} \Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2} \Gamma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.6)$$

のように書き下すことができる。M、 $\Gamma$  は 2 行 2 列エルミート行列で、それぞれ質量行列、崩壊行列と呼ばれる。それぞれの行列要素の物理的意味を以下に記す。

- $M_{11}$ 、 $M_{22}$  はそれぞれ  $B_d^0$ 、 $\bar{B}_d^0$  の質量を表す。
- $M_{12}(M_{21})$  は仮想状態をとおきる  $B_d^0 \bar{B}_d^0 (B_d^0 \bar{B}_d^0)$  間遷移を表す。
- $\Gamma_{11}$ 、 $\Gamma_{22}$  はそれぞれ  $B_d^0$ 、 $\bar{B}_d^0$  の崩壊過程を表す。
- $\Gamma_{12}(\Gamma_{21})$  は  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  共通崩壊過程を経て起きる  $B_d^0 \bar{B}_d^0 (\bar{B}_d^0 B_d^0)$  間遷移を表す。

ハミルトニアンが CPT 変換に対して不変ならば、

$$\begin{aligned} \langle B_d^0 | H | B_d^0 \rangle &= \langle B_d^0 | (CPT)^{-1} H (CPT) | B_d^0 \rangle \\ &= \langle \bar{B}_d^0 | H | \bar{B}_d^0 \rangle \end{aligned} \quad (2.7)$$

より、 $M_{11} = M_{22} = M$ 、 $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$  が成り立ち、粒子と反粒子の質量が等しいことを保証する。よって、式 (2.6) は、

$$H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2} \Gamma & M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2} \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

と書き変わる。上述ハミルトニアンの固有状態  $B_1$ 、 $B_2$  は、

$$|B_1\rangle = p|B_d^0\rangle + q|\bar{B}_d^0\rangle \quad (2.9)$$

$$|B_2\rangle = p|B_d^0\rangle - q|\bar{B}_d^0\rangle \quad (2.10)$$

と表現でき、質量固有値  $m_1$ 、 $m_2$ 、崩壊幅固有値  $\Gamma_1$ 、 $\Gamma_2$  を持つ。この時、質量の差  $\Delta m_d$ 、崩壊幅の差  $\Delta \Gamma_d$ 、 $\frac{q}{p}$  は次式の関係を持つ。

$$\Delta m_d = m_1 - m_2 = 2 \operatorname{Re} \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}\right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*\right)} \quad (2.11)$$

$$\Delta \Gamma_d = \Gamma_1 - \Gamma_2 = -4 \operatorname{Im} \sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}\right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*\right)} \quad (2.12)$$

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}}} \quad (2.13)$$

$\Delta m_d$  は、 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動周期観測から測定できる。時刻  $t = t_1$  に於いて純粋な  $B_d^0 (\bar{B}_d^0)$  の状態であった B 中間子の時間  $t = t_2 (\Delta t \equiv t_2 - t_1)$  における状態は式 (2.14) (式 (2.15)) で表される。

$$|B_d^0(\Delta t)\rangle = f_+(\Delta t) |B_d^0(0)\rangle + \frac{q}{p} f_-(\Delta t) |\bar{B}_d^0(0)\rangle \quad (2.14)$$

$$|\bar{B}_d^0(\Delta t)\rangle = \frac{p}{q} f_-(\Delta t) |B_d^0(0)\rangle + f_+(\Delta t) |\bar{B}_d^0(0)\rangle \quad (2.15)$$

$$f_{\pm}(\Delta t) = \frac{1}{2} \left\{ \exp \left[ i \left( -m_1 + \frac{i}{2} \Gamma_1 \right) \Delta t \right] \pm \exp \left[ i \left( -m_2 + \frac{i}{2} \Gamma_2 \right) \Delta t \right] \right\} \quad (2.16)$$

B 中間子崩壊の場合、その崩壊チャンネルは多数で、且つ崩壊チャンネルのほとんどが  $B_d^0$  にも  $\bar{B}_d^0$  にも共通のチャンネルである。以上のことから  $\Gamma_1 \simeq \Gamma_2 = \Gamma_{B_d^0}$  とおけば、 $f_{\pm}(\Delta t)$  は、

$$f_+(\Delta t) = \exp \left\{ \left( -i \frac{(m_1 + m_2)}{2} - \frac{\Gamma_{B_d^0}}{2} \right) \Delta t \right\} \cos \left( \frac{1}{2} \Delta m_d \Delta t \right) \quad (2.17)$$

$$f_-(\Delta t) = i \exp \left\{ \left( -i \frac{(m_1 + m_2)}{2} - \frac{\Gamma_{B_d^0}}{2} \right) \Delta t \right\} \sin \left( \frac{1}{2} \Delta m_d \Delta t \right) \quad (2.18)$$

となる。これらの式から我々が実際に観測ができる量である確率分布を導出すると、

$$P_{B_d^0}(\Delta t) = |\langle B_d^0 | B_d^0(\Delta t) \rangle|^2 = |\langle \bar{B}_d^0 | \bar{B}_d^0(\Delta t) \rangle|^2 = \frac{\exp(-\Gamma_{B_d^0} \Delta t)}{4\tau_{B_d^0}} \{1 + \cos(\Delta m_d \Delta t)\} \quad (2.19)$$

$$P_{\bar{B}_d^0}(\Delta t) = |\langle B_d^0 | \bar{B}_d^0(\Delta t) \rangle|^2 = |\langle \bar{B}_d^0 | B_d^0(\Delta t) \rangle|^2 = \frac{\exp(-\Gamma_{B_d^0} \Delta t)}{4\tau_{B_d^0}} \{1 - \cos(\Delta m_d \Delta t)\} \quad (2.20)$$

となる。この時、 $\left| \frac{q}{p} \right| = \left| \frac{p}{q} \right| = 1$  とした (付録 B.3.2 参照)。

式 (2.19) は、 $t = t_1$  で  $B_d^0 (\bar{B}_d^0)$  の初期状態であった粒子が時間  $t = t_2 (\Delta t$  の後) に於いても以前  $B_d^0 (\bar{B}_d^0)$  状態ままであった確率を示し、この事象を「非混合事象」と名付ける。また、式 (2.20) は、 $t = t_1$  で  $B_d^0 (\bar{B}_d^0)$  の初期状態の粒子が時間  $t = t_2$  に於いてその姿を  $\bar{B}_d^0 (B_d^0)$  状態に変化させた確率を表し、この事象を「混合事象」と名付ける。ここで、 $\tau_{B_d^0}$  は B 中間子の平均生存時間で



$\tau_{B_d^0} = \frac{1}{\Gamma_{B_d^0}}$  である。式 (2.19) と式 (2.20) は、2 式の和の全時間積分が 1 になるように規格化されている。振動現象の無い荷電 B 中間子の確率分布

$$P_{B^\pm}(\Delta t) = \frac{1}{2\tau_{B^\pm}} \exp(-\Gamma_{B^\pm}\Delta t) \quad (\Gamma_{B^\pm} = 1/\tau_{B^\pm}) \quad (2.21)$$

は通常の崩壊分布を表すのに対し、式 (2.19)、式 (2.20) は  $1 \pm \cos \Delta m_d \Delta t$  の振動を起こすと理解できる。以上から、B 中間子崩壊時刻差 ( $\Delta t$ ) と崩壊時の 2 つ B 中間子の「香り」(B 中間子であったのか反 B 中間子であったのか) の同定は  $\Delta m_d$  の測定を可能にする。特に式 (2.19) と式 (2.20) の差を和で割った非対称分布は、

$$\frac{P_{B_d^0}(\Delta t) - P_{\bar{B}_d^0}(\Delta t)}{P_{B_d^0}(\Delta t) + P_{\bar{B}_d^0}(\Delta t)} = \cos(\Delta m_d \Delta t) \quad (2.22)$$

と簡素な形になり混合状態が一目瞭然に見られる。これまでの、CDF、L3、DELPHI、OPAL、ALEPH 実験による  $\Delta m_d$  の世界平均値は  $\Delta m_d = 0.472 \pm 0.017 \text{ps}^{-1}$  [2] である。 $\Delta m_d$  と B 中間子平均寿命の積 ( $x_d = \Delta m_d \tau_{B_d^0}$ ) は、振動現象の理解が容易なパラメータで、その世界平均値は、 $x_d = 0.730 \pm 0.029$  である。中性 B 中間子の寿命の間に 0.73 回その姿を反粒子に変えると理解できる。

崩壊時刻差の測定が不可能な実験では、式 (2.23) で表される、全  $B_d^0\bar{B}_d^0$  事象数の中の「混合事象」比として定義される量 ( $\chi_d$ ) が測定され、その値から  $\Delta m_d$  が大きすぎなければ ( $\geq 3$ ) 間接的に  $\Delta m_d$  を導出することが可能である。

$$\chi_d \equiv \frac{\int_0^\infty P_{\bar{B}_d^0}(t) dt}{\int_0^\infty P_{B_d^0}(t) dt + \int_0^\infty P_{\bar{B}_d^0}(t) dt} = \frac{(\Delta m_d \tau_{B_d^0})^2}{2(1 + (\Delta m_d \tau_{B_d^0})^2)} \quad (2.23)$$

CLEO II、ARGUS で  $\chi_d$  の測定が行なわれた。これまでの世界平均値は  $\chi_d = 0.174 \pm 0.029$  [2] で、実験で測定した中性 B 中間子のうち、17%は「混合事象」であることを示す。上述した世界中の実験での具体的なデータ分布は図 6.1 を参照してもらいたい。

## 第3章 Belle 実験装置

### ～KEKB 加速器と Belle 検出器～

B ファクトリー実験では、稀な B 中間子崩壊事象 (典型的な崩壊分岐比  $10^{-4} \sim 10^{-6}$ ) を扱う為、高ルミノシティーの加速器が要求される。表 3.1 に世界中で稼働、もしくは実験が予定されている B ファクトリー実験とそれらのビームエネルギーとルミノシティーを挙げる。

加速器	実験名	ビームエネルギー	ルミノシティー $10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
CESR	CLEO III [5]	5.3 (GeV)	830
PEP-II	BABAR [6]	$e^- \times e^+ = 9 \text{ (GeV)} \times 3.1 \text{ (GeV)}$	3000
KEKB	Belle [12]	$e^- \times e^+ = 8 \text{ (GeV)} \times 3.5 \text{ (GeV)}$	10000
Tevatron	BTeV [8]	0.9 (TeV)( $p\bar{p}$ )	210
HERA	HERA-B [9]	e:0.03 (TeV),p:0.92 (TeV) (ep)	14
LHC	LHCb [10]	7.0 (TeV) (pp)	10000

表 3.1: 世界中で稼働中/予定の B ファクトリー 実験

CESR、PEP-II、KEKB は重心エネルギーを  $\Upsilon(4S)$  の質量 ( $10.58 \text{ GeV}/c^2$ ) に合わせた電子・陽電子衝突型加速器である。 $\Upsilon(4S)$  はほぼ 100 % B 中間子対に崩壊するので、効率良く B 中間子を獲得することができる。

その他は陽子加速器である。HERA は電子・陽子衝突型加速器で、HERA-B では陽子ビームのみを用いる。Tevatron は重心エネルギー 1.8 TeV の陽子・反陽子衝突型加速器で高エネルギー粒子を大量に生成させる。Tevatron はトップクォーク探索で多大な成果を与えた。LHC は我々が未だ到達していない高エネルギー物理の探索を目的とし、現在建設中である。陽子加速器は大きな衝突断面積と  $B_s$ 、 $B^*$ 、 $B^{**}$  などの様々な B 中間子族の生成を利点とする。

$b\bar{b}$  事象の断面積は Tevatron で  $\sigma(b\bar{b})=50 \text{ nb}$ 、KEKB が  $\sigma(b\bar{b})=1.05 \text{ nb}$  と 50 倍陽子加速器の方が大きい。しかしながら、陽子加速器では  $b\bar{b}$  事象と同時に我々が必要としないバックグラウンドとなる粒子も多数生成されるので、解析手法は複雑になる。それに対し電子・陽電子衝突型実験は低バックグラウンド且つ綺麗な環境下での実験を可能にする。

本章では、本論文の主課題内容の準備として、KEK 加速器、BELLE 実験のパラメーターについての概略を示すことを目的とする。

### 3.1 $\Upsilon(4S)$ 粒子と $B$ 中間子

$\Upsilon(4S)$  粒子と  $B$  中間子の紹介をすると共に、 $\Upsilon(4S)$  粒子の質量にビームエネルギーを設定する電子・陽電子加速器実験の利点を幾つか挙げる。

$\Upsilon$  中間子は  $b\bar{b}$  クォークの束縛状態でスピン=1、パリティ、電荷共役は共に負の量子数 ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) を持つ。

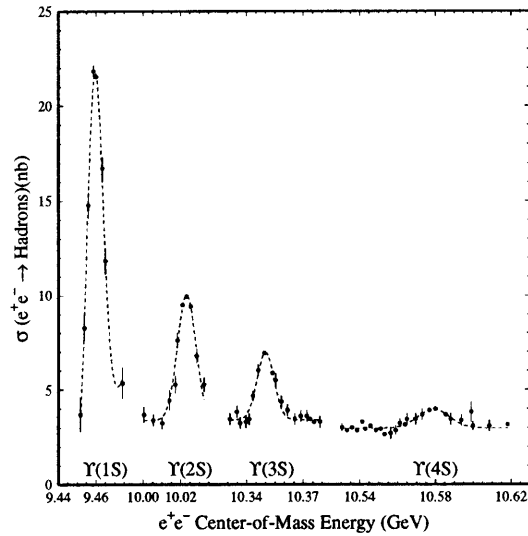


図 3.1: CLEO で測定された  $e^+e^-$  衝突の断面積分布 [11]。それぞれの質量に対応するエネルギー部分に  $\Upsilon$  共鳴状態が見られる。

図 3.1 は、CLEO 実験で衝突エネルギーを徐々に変えて測定された  $e^+e^- \rightarrow$  ハドロン反応の断面積分布である [11]。 $\Upsilon(1S)$  状態から  $\Upsilon(3S)$  状態までの粒子は、 $b\bar{b}$  対消滅を通しての崩壊過程のみが許され、電荷共役が負状態で且つカラー一重項状態を作るには少なくとも 3 本以上のグルーオン放出が必要となる。そのため、崩壊は強く禁止され崩壊幅は狭い (Okubo-Zweig-Iizuka 則)。

一方  $\Upsilon(4S)$  粒子 (質量  $10.58\text{GeV}/c^2$ ) は、質量が  $B$  中間子対生成に必要なエネルギー閾値を超え、主な崩壊モードは  $B_d^0\bar{B}_d^0$  対と  $B^+B^-$  対 ( $B(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}) = 96\%$ ) である。その為、 $\Upsilon(4S)$  粒子は他のエネルギーの低い励起状態に比べ崩壊幅は広い。

セミレプトニック反応を用いた  $\Upsilon(4S)$  の  $B\bar{B}$  対生成比の測定が CLEO にてなされている [29]。

$$\frac{B(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{B(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)} = 1.04 \pm 0.07 \pm 0.04 \quad (3.1)$$

KEKB 加速器はこの特色を最大限に利用し、 $B$  中間子の”工場的”大量生産を実現する。

$\Upsilon(4S)$  により生成された中性  $B$  中間子対は、同時に同じ粒子状態 ( $B_d^0\bar{B}_d^0$  対や  $\bar{B}_d^0\bar{B}_d^0$  対) を取ることを禁ずる。 $\Upsilon(4S)$  は強い相互作用を通して  $B$  中間子対に崩壊するので、全ての量子数は保存

されなければならない。従って、B 中間子 1(2) が時刻  $t_1(t_2)$  で量子状態  $k_1(k_2)$  にある波動関数は

$$|\Psi(t_1, t_2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ |B_d^0(k_1, t_1)\bar{B}_d^0(k_2, t_2)\rangle - |\bar{B}_d^0(k_1, t_1)B_d^0(k_2, t_2)\rangle \right\} \quad (3.2)$$

と書ける。

式 (3.2) より、ある時刻  $t_1$  に B 中間子の片方が  $B_d^0(\bar{B}_d^0)$  である痕跡を残して崩壊した場合、その時刻の崩壊せずに残された B 中間子は  $\bar{B}_d^0(B_d^0)$  であることが確定する (B 中間子の「香り」同定法)。このことを利用すれば、時刻  $t = t_1$  の B 中間子の「香り」を測定することが可能となる。更に、他方の B 中間子の  $t = t_2$  での「香り」を測定できれば、「混合事象」か「非混合事象」かの判定を下せる。具体的には、 $t = t_1$ 、 $t = t_2$  で崩壊した B 中間子が共に同じ「香り」なら「混合事象」であり、 $t = t_1$ 、 $t = t_2$  で崩壊した B 中間子が異なる「香り」なら「非混合事象」である。

第 2.2 章は、これらのことが測定的に可能であることを前提に議論が進められた。 $\Upsilon(4S)$  崩壊が、容易な「香り」測定を可能にするのである。

唯一の残念な点を挙げれば、 $\Upsilon(4S)$  質量ピークでの断面積値は  $\sigma(b\bar{b})=1.15$  nb と低い励起状態の  $\Upsilon$  粒子にずっと比べ小さくなっていることである。同エネルギーにおけるコンティニウムバックグラウンド ( $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  以外のクォーク対生成によるハドロン崩壊) の断面積  $\sim 2.8$  nb の  $1/3$  程度である。

Belle 実験では、この対応策として、重心エネルギーを  $\Upsilon(4S)$  質量値と同じエネルギーに設定したデータ (on-resonance データ) と  $\Upsilon(4S)$  質量値よりも 60 MeV 低い点にエネルギーを設定したデータ (off-resonance データ) を収集し、コンティニウム・バックグラウンドの寄与を見積もる。

## 3.2 KEKB 加速器

KEKB 加速器は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にて TRISTAN トンネルを利用して建設され、1998 年 12 月から運転開始した [13]。KEKB 加速器は 8.0 GeV 電子加速リング (High Energy Ring ; HER) と 3.5 GeV 陽電子加速リング (Low Energy Ring ; LER) からなる全長 3km の加速器である。重心エネルギーは 10.58GeV で、電子・陽電子ビームは唯一、筑波実験室で衝突する。KEKB 加速器の概観を図 3.2 に、設計パラメータを表 3.2 にまとめた。

ビーム強度を表すルミノシティは以下の式で表される。

$$L = 2.2 \times 10^{34} \xi(1+r) \left( \frac{EI}{\beta_y^*} \right)_{\pm} \quad (3.3)$$

ここで、 $E$  はビームのエネルギー (GeV)、 $I$  は蓄積電流 (A) である。 $\xi$  はビームビームチューンシフトと呼ばれる量で、衝突時に働くビーム間力の強さを表す量である。通常 0.03~0.05 という大きさを持つ。 $r$  は衝突点における垂直方向 ( $y$  方向) のビームサイズを水平方向 ( $x$  方向) のビームサイズで割った値で、ビームは偏平形のため、 $r=0.01\sim 0.03$  と無視できる程小さい。 $\beta_y^*$  は衝突点で垂直方向にどれだけビームを絞るかをあらわすパラメータであり cm を単位とする。 $\pm$  はこの式が電子にも陽電子にも成り立つことを示している。

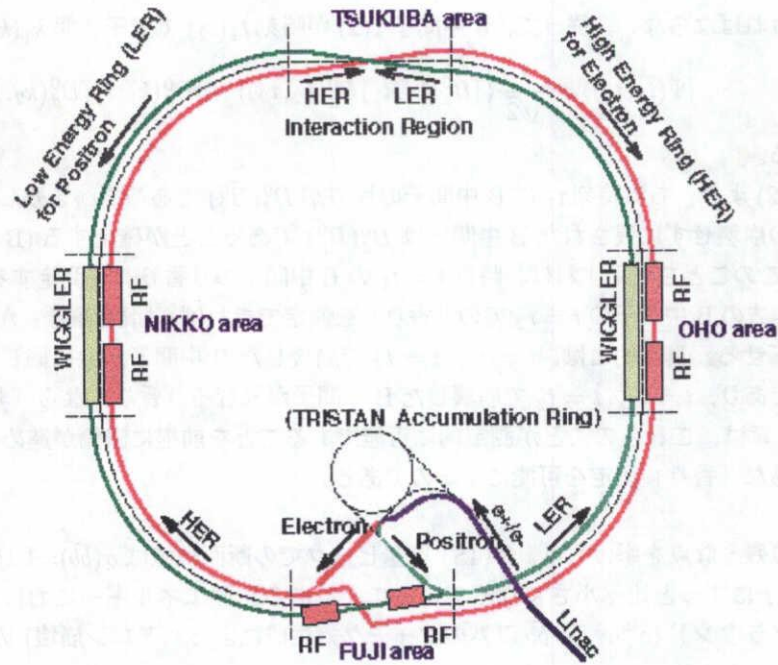


図 3.2: KEKB 加速器

ルミノシティを大きくするためには、 $\xi$  と蓄積電流を大きくし、 $\beta_y^*$  を小さくする。

KEKB では、表 3.2 にあるように  $\xi$  として 0.05 程度、 $\beta_y^*$  を 1cm 程度、蓄積電流は HER が 1.1A、LER が 2.6A を最終設計値としている。

さらに、電子・陽電子衝突型加速器では、電子や陽電子が数千億個集まってできたバンチとよばれるかたまりが、リング中を周回する。1つのバンチが担うことができる電流は数 mA 程度であり、大きな蓄積電流を得るため非常に多くのバンチに分散させる必要がある。

KEKB では、各リングに 5000 個のバンチを蓄積し設計ルミノシティ  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を達成する。

現在の KEKB は、各リングに 1155 個のバンチを蓄積し、HER が 500mA 程度、LER が 600mA 程度の蓄積電流で稼働し、最高ルミノシティ  $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を達成した。この値は設計値のおよそ 5 分の 1 ではあるが、PEP-II と共に世界最高ルミノシティを達成している。

KEKB 加速器が他の加速器と異なる特徴を以下にまとめる。

- ビームエネルギーが電子ビームと陽電子ビームで異なる。

B ファクトリー実験の最大使命は CP 非保存の精密測定である。本論文主題の  $B^0 \bar{B}^0$  振動現象の測定や、 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$  崩壊事象に代表される  $B^0 \bar{B}^0$  振動と中性 B 中間子崩壊との干渉から現れる CP 非保存測定には、2つ B 中間子の崩壊時刻の観測が必要不可欠である。

電子 8GeV、陽電子 3.5GeV の加速により  $\Upsilon(4S)$  粒子或いは B 中間子はローレンツ因子

Ring	LER	HER	
Particles	$e^+$	$e^-$	
Energy ( $E$ )	3.5	8.0	GeV
Circumference ( $C$ )	3016.26		m
Luminosity ( $L$ )	$10^{34}$		$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Crossing angle ( $\theta_x$ )	$\pm 11$		mrad
Tune shifts ( $\xi_x/\xi_y$ )	0.039/0.052		
Beta function at IP ( $\beta_x^*/\beta_y^*$ )	0.33/0.01		m
Beam current ( $I$ )	2.6	1.1	A
Natural bunch length ( $\sigma_z$ )	0.4		cm
Energy spread ( $\sigma_E/E$ )	$7.1 \times 10^{-4}$	$6.7 \times 10^{-4}$	
Bunch spacing ( $s_B$ )	0.59		m
Particles/bunch	$3.3 \times 10^{10}$	$1.4 \times 10^{10}$	
Emittance ( $\varepsilon_x/\varepsilon_y$ )	$1.8 \times 10^{-8}/3.6 \times 10^{-10}$		m
Synchrotron tune ( $\nu_s$ )	0.01 $\sim$ 0.02		
Betatron tune ( $\nu_x/\nu_y$ )	45.52/45.08	47.52/43.08	
Momentum compaction factor ( $\alpha_p$ )	$1 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$		
Energy loss/turn ( $U_0$ )	0.81 <sup>†</sup> /1.5 <sup>‡</sup>	4.8	MeV
RF voltage ( $V_c$ )	5 $\sim$ 10	10 $\sim$ 20	MV
RF frequency ( $f_{\text{RF}}$ )	508.887		MHz
Harmonic number ( $h$ )	5120		
Longitudinal damping time ( $\tau_\varepsilon$ )	43 <sup>†</sup> /23 <sup>‡</sup>	23	ms
Total beam power ( $P_b$ )	2.7 <sup>†</sup> /4.5 <sup>‡</sup>	4.0	MW
Radiation power ( $P_{\text{SR}}$ )	2.1 <sup>†</sup> /4.0 <sup>‡</sup>	3.8	MW
HOM power ( $P_{\text{HOM}}$ )	0.57	0.15	MW
Bending radius ( $\rho$ )	16.3	104.5	m
Length of bending magnet ( $L_b$ )	0.915	5.86	m

表 3.2: KEBK のパラメーター (†: without wigglers, ‡: with wigglers)

$\beta\gamma=0.425$  でビーム軸前方にブーストされる。B 中間子の平均寿命は 1.548 (ps) [2] であることから、B 中間子は平均  $1.548 \text{ (ps)} \times c (= 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}) \times \beta\gamma \sim 200 \text{ }\mu\text{m}$  前方に走る。

次章で述べるように Belle のシリコン バーテックス検出器の B 中間子崩壊点分解能は 100  $\mu\text{m}$  程度なので、B 中間子生成点の測定が可能である。

- ビームエネルギー値の相違の為、LER と HER 別々の加速リングで電子、陽電子それぞれを加速。
- 電子・陽電子ビームの有限角衝突。

KEKB 加速器のようにバンチ間距離の短い (約 60 cm) 加速器では、対向する電子・陽電子が、所定の衝突点以外の所ですれ違うときに感じる電磁力によるビームビーム効果の問題が現れる (parasitic crossing)。

この問題に対応すべく、KEKB 加速器は電子と陽電子ビームを正面衝突させず、 $\pm 11 \text{ mrad}$  小さな有限角度をつけている。衝突後の電子・陽電子ビームをできるだけ速やかに離すのである。

### 3.3 Belle 検出器

Belle 検出器は、図 3.3 の概観をしており全検出器の大きさは、ビーム軸方向、ビーム軸垂直方向共に 7 m 程である。

Belle 検出器をビーム軸を含む垂直平面で切った断面を図 3.4 に示す。検出器群は 7 種類からなり、超伝導マグネットによる 1.5 T 磁場中で稼働する。

7 つの検出器は役割分担をし、以下にまとめた Belle 検出器に課せられた要求を実現する。

- B 中間子崩壊点の測定が可能
- 荷電粒子の飛跡を高効率、高精度で検出
- 中性電荷粒子のエネルギー測定
- 高効率で荷電粒子の識別 ( $e, \mu, \pi, K, p$ )
- 中性電荷粒子の識別 ( $K_L, \gamma, \pi^0$ )
- 効率良いトリガー系とデータ収集系

各々の検出器の詳しい情報は付録 A に記述した。本章では各検出器の基本性能の概略と設計パラメーター値 (表 3.3) を載せるにとどめる。

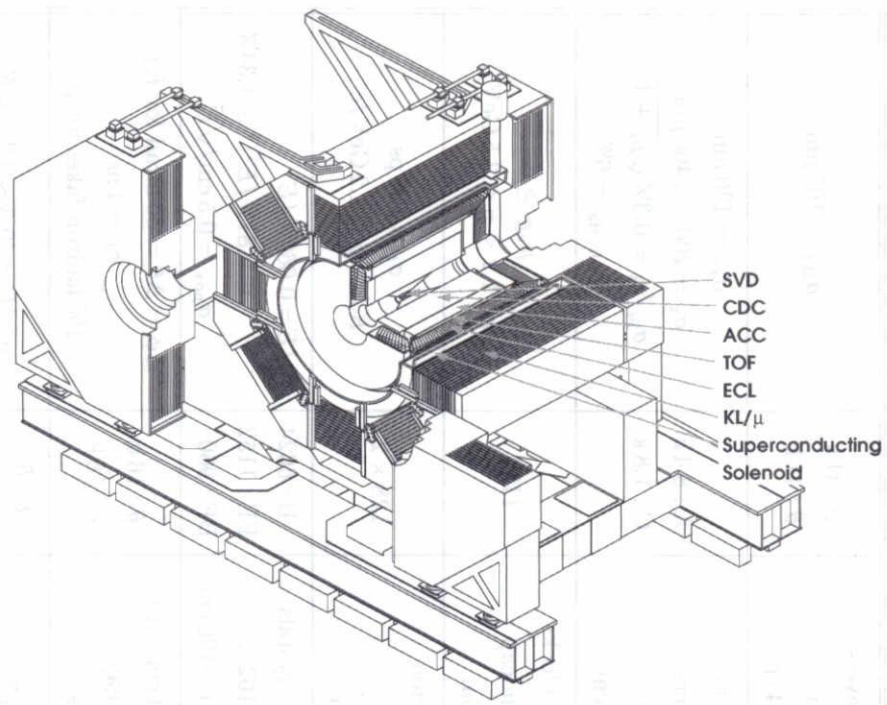


図 3.3: BELLE 検出器

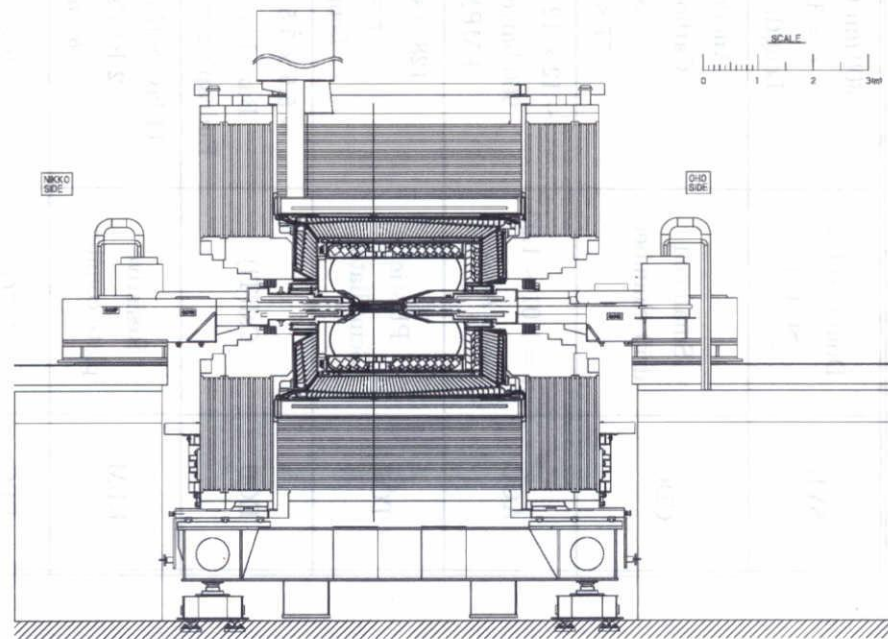


図 3.4: Belle 検出器の断面図



Detector	Type	Configuration	Readout	Performance
SVD	Double sided Si strip	300 $\mu\text{m}$ thick, 3 layers $r = 3.0 \sim 5.8 \text{ cm}$ Length = 22 $\sim$ 34 cm	$\phi : 41 \text{ k}$ $\theta : 41 \text{ k}$	$\sigma_{\Delta z} \sim 105 \mu\text{m}$
CDC	Small cell drift chamber	Anode : 52 layers Cathode : 3 layers $r = 8.5 \sim 90 \text{ cm}$ $-77 \leq z \leq 160 \text{ cm}$	A : 8.4 k C : 1.8 k	$\sigma_{r\phi} = 130 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 200 \sim 1400 \mu\text{m}$ $\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1}$ $\sigma_{dE/dx} = 6\%$
ACC	$n = 1.01 \sim 1.03$ Silica Aerogel	$\sim 12 \times 12 \times 12 \text{ cm}^3$ blocks 960 barrel / 228 endcap FMPMT readout	1188	$\mu_{\text{eff}} \geq 6$ $K/\pi : 1.2 \leq p \leq 3.5 \text{ GeV}/c$
TOF	Plastic Scintillator	128 $\phi$ segmentation $r = 120 \text{ cm}$ Length = 3 m	128 $\times$ 2	$\sigma_t = 100 \text{ ps}$ $K/\pi : p \leq 1.2 \text{ GeV}/c$
ECL	CsI(Tl)	$\sim 5.5 \times 5.5 \times 30 \text{ cm}^3$ crystals Barrel : $r = 125 \sim 162 \text{ cm}$ Endcap : $z = -102$ and $+196 \text{ cm}$	B : 6624 FE : 1152 BE : 960	$\sigma_E/E = 0.066\%/E$ $\oplus 0.81\%/E^{1/4} \oplus 1.34\%$ $\sigma_{\text{pos}} = 0.5 \text{ cm}/\sqrt{E}$
KLM	Resistive plate counter	14 layers (5 cm Fe + 4 cm gap) 2 RPCs in each gap $\theta$ and $\phi$ strips	$\theta : 16 \text{ k}$ $\phi : 16 \text{ k}$	$\Delta\phi = \Delta\theta = 30 \text{ mrad}$ for $K_L$ $\sigma_t = 1 \text{ ns}$ 1% hadron fakes for $\mu$
EFC	BGO	$2 \times 1.5 \times 12 \text{ cm}^3$	$\theta : 5$ $\phi : 32$	$\sigma_E/E = (0.3 \sim 1)\%/\sqrt{E}$
Beam pipe	Be double-wall	Cylindrical, $r = 2.3 \text{ cm}$ 0.5 mm Be / 2 mm He / 0.5 mm Be		
Magnet	Superconducting	Inner radius = 170 cm		$B = 1.5 \text{ T}$

表 3.3: Belle 検出器の性能パラメータ ( $p$  と  $p_t$  は  $\text{GeV}/c$  で表した運動量,  $E$  は  $\text{GeV}$  単位のエネルギー)

まず始めに、実験室座標系の定義から行なう。電子ビーム軸を  $z$  軸とし進行方向を正方向にとる。 $z$  軸に垂直な平面を  $r\phi$  平面とする円筒座標系を採用する。 $\theta$  はビーム衝突点からの仰角を示し、 $z$  軸正方向を  $0^\circ$ 、負方向を  $180^\circ$  とする ( $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ )。

1.5 T 磁場中の荷電粒子の飛跡は、シリコンバーテックス検出器 (Silicon Vertex Detector; SVD) と中央飛跡検出器 (Central Drift Chamber; CDC) によって再構成される。

CDC は高範囲に渡る飛跡運動量測定を担い、SVD は衝突点周りの位置測定を行なう。

SVD は、長さ 57.5 mm、幅 33.5 mm、厚さ  $300 \mu\text{m}$  の両面シリコン・ストリップ検出器 (DSSD) で構成される。DSSD は  $42 \mu\text{m}$  ピッチの  $z$  方向検出ストリップと  $25 \mu\text{m}$  ピッチの  $\phi$  方向検出ストリップが張られ、両方向の読み出しを行なう。読み出しは両方向共におよそ 40,000 チャンネルである。3 層の半径位置に応じて、2、3、4 枚の DSSD をつなぎ合わせたラダーを構成し、8、10、14 枚のラダーで 2 重層のベリリウム製ビームパイプ (厚さ 1.0 mm、直径 4.6 cm) を取り囲んでいる [14]。これにより、2 つの B 中間子の崩壊位置の差を  $\sim 100 \mu\text{m}$  の精度で測定することを目標としている。

宇宙線事象等を用いた性能評価から、飛跡とビーム衝突点との最近接点分解能は、 $r\phi$  平面上で ( $\sigma_{r\phi} = 19 + 50/p\beta \sin^{3/2} \theta$ )  $\mu\text{m}$ 、 $z$  軸方向が ( $\sigma_z = 36 + 42/p\beta \sin^{5/2} \theta$ )  $\mu\text{m}$  であった。 $p$  は運動量、 $\beta$  は飛跡の速度 (光速を単位とした) を示す。

SVD の外側に位置する CDC は小セル構造のドリフト検出器で、充填ガスは He(50%)/エタン (50%) 混合ガスである [15]。50 層のワイヤー・セル層 (32 層アクシャル・セル、18 層ステレオ・セル) で飛跡再構成を実現する。CDC の最内層にはカソード・ストリップからなる層が 3 層あり、 $z$  位置検出を実現する。

荷電粒子のビーム軸垂直方向運動量  $p_t$  (GeV/c) は、B(T) 磁場中で測定された飛跡曲率半径  $\rho$ (m) との関係式  $p_t = 0.3\rho B$  から決定される。宇宙線事象と  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いた性能評価で、 $p_t$ (GeV/c) の分解能として、 $\sigma_{p_t}/p_t = (0.29 \oplus 0.20p_t)\%$  を得た。

CDC は全立体角の 92% に相当する  $17^\circ < \theta < 150^\circ$  までの角度領域を覆う。SVD は、 $21^\circ < \theta < 140^\circ$  までの角度領域を覆う。

CDC の外側には、1188 本のモジュール (平行領域 960 本、エンドキャップ領域 228 本) からなるエアロジェル・チェレンコフ・カウンター (Aerogel Čerenkov Counter; ACC) [16] が位置する。

更に外側に飛行時間測定 (Time of Flight; TOF) シンチレーション・カウンター [17] が置かれている。TOF カウンターは  $\phi$  方向に 128 本並べられている。

CDC によるエネルギー損失情報 (dE/dx) と共に、ACC と TOF で  $K$  粒子と  $\pi$  粒子の粒子識別情報を供給する。具体的には、ハドロン飛跡に対する dE/dx 分解能は 6.9% で、TOF の時間分解能は  $\sim 100\text{ns}$  である。ACC は 1.2 GeV/c  $\sim$  3.5 GeV/c、TOF は 1.2 GeV/c 以下の運動量領域での  $K/\pi$  分離を担当する。

光子と電子のエネルギーや位置測定には、ソレノイドの内側に置かれた 8736 本の CsI 結晶

(Electromagnetic Calorimeter; ECL) [18] を用いる。ECL によるエネルギー分解能 (GeV) は、 $\sigma_E/E = (1.3 \oplus 0.07/E \oplus 0.8/E^{1/4})\%$  である。

電子が CsI 結晶に入射した時に起こす電磁シャワーを利用して電子エネルギーを測定し、CDC から得た運動量との比 ( $E/p$ ) は電子同定に効果的である。

ECL は CDC と同じ立体角を覆っている。

Belle 検出器の最外郭は、14 層の厚さ 4.7 cm の鉄板と RPC (Resistive plate counter) と呼ばれる飛跡検出用カウンターのサンドイッチ層から成る  $K_L/\mu$  検出器 ( $K_L/\mu$  Detector; KLM) が位置する。鉄板を貫通する  $\mu$  粒子の飛跡と、鉄板で反応を起こす  $K_L$  粒子の測定を行なう [19]。  $\mu$  粒子が残した RPC ヒット数は他が残したそれよりも多いことを利用すれば、 $\mu$  粒子の同定ができる。KLM は、 $20^\circ < \theta < 155^\circ$  までの角度を覆う。

CDC、ECL、TOF、KLM は、トリガー信号を生成し、グローバル・ディシジョン・ロジック (Global Decision Logic; GDL) [20] がそれらのトリガー信号を統括しデータ収集系にデータ収集開始の判断信号を事象発生後  $2.2\mu s$  以内に送る。トリガー頻度は最大 200Hz が見込まれている。

データ収集系は、最大 500Hz のトリガー頻度に耐え得るよう設計されている。データのデジタル信号化は各検出器で独立に行なわれる。信号化には  $200\mu s$  を要し、500 Hz のトリガー頻度に対し 10% 程度の不感時間が予想される。各検出器ごとのデータはイベント・ビルダーでまとめられ、事象単位のデータに整形され、最終的にデータ蓄積テープに収められる。

### 3.4 解析ソフトウェア

本論文課題の解析には、解析用ソフトウェアやモンテ・カルロ計算が重要な「実験道具」として用いられた。データ解析やシミュレーション研究は 図 3.5 で示す解析の流れに基づいて行なわれる。

最初に実験データ解析の流れについて記す。Belle 検出器で収集しテープに蓄積した検出器データは、飛跡再構成や粒子識別、エネルギー測定等を行なう再構成プログラムを経て、DST と呼ばれるデータ形式に変換される。DST データはさらに DST-MDST 変換プログラムにより、荷電粒子運動量や光子エネルギーなどの物理解析に直接的に有用な情報の集まりである MDST データに変換される。我々利用者は、MDST データを用いて、それぞれの目的にあった解析プログラムの開発を行なう。

一方、モンテ・カルロ解析を行なう為には、まず事象生成シミュレーターで物理事象の生成を行なわなければならない。事象生成シミュレーターは、 $\Upsilon(4S)$  粒子や  $q\bar{q}$  (コンティニューム事象生成の為) を始状態として生成させ、我々が測定可能な終状態粒子群に崩壊するまで模擬的に物理過程を進行させる。事象生成シミュレーターの出力は始状態から終状態までの粒子の運動量や崩壊点などの正確な数値である。

事象生成シミュレーターの出力は、検出器シミュレーターを通過する。Belle では、2 種類の検

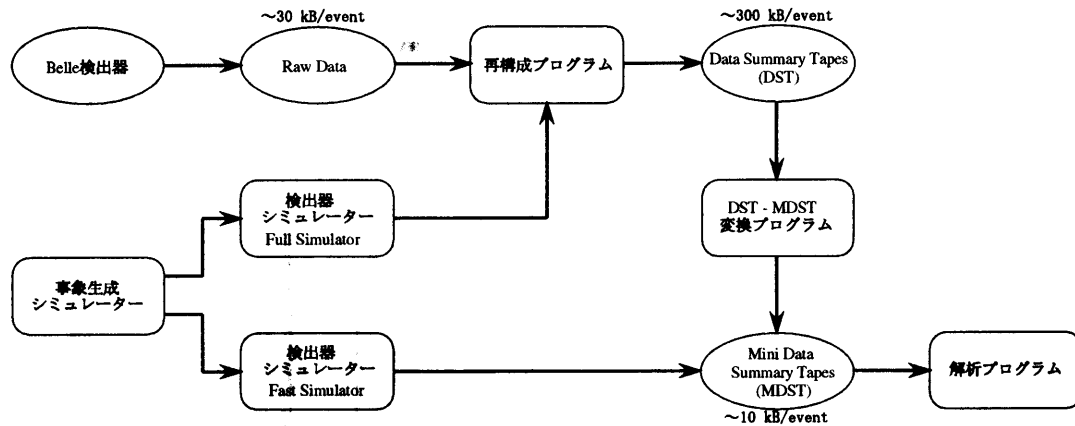


図 3.5: Belle データ解析及びシミュレーション解析の流れ概念図。

出器シミュレーターを用意している。

1つは、検出器内で起こると思われる事象を正確に模擬して、検出器出力と全く同じ形式のデータを生成するフル・シミュレーター。もう1つは、検出器の分解能などを考慮して適当な測定誤差を付けて運動量などの測定量を入力するファースト・シミュレーターである。ファースト・シミュレーターの出力は MDST と同等なので、直接解析プログラムの入力として使用される。フル・シミュレーターの出力は検出器データと同等なので、その後の処理に関しては、データの処理と全く同じに行なえば良い。本論文でまとめた内容はフル・シミュレーターを基に解析を行なった。

これらの Belle 実験のデータ解析実行には BASF と呼ばれる解析用枠組を使用する。事象生成プログラム、再構成プログラム、粒子同定プログラムや利用者解析プログラムなどの一連のプログラム群はモジュールと呼ばれ、利用者は目的に合わせてモジュールを BASF に挿入して解析環境を構築する。BASF の使用により、データ入出力のやり取りを円滑にする。また、プログラムの並列実行を可能にし、解析実行の高速化も実現している。

### 3.5 データ収集状況

初期の調整を終えた KEKB 加速器を用いて、1999 年 6 月から Belle 検出器によるデータ収集が開始した。現在、Belle 実験で収集したデータは 1999 年 6 月から 8 月まで収集した「実験番号 3」、1999 年 10 月から 12 月まで収集した「実験番号 5」、2000 年 1 月から 7 月まで収集した「実験番号 7」、2000 年 10 月から現在までに至る「実験番号 9」から成る。

収集したデータは、on-resonance データ、off-resonance データ、エネルギー・スキャン・データの 3 種類に分類される。エネルギー・スキャン・データは  $\Upsilon(4S)$  質量ピーク値にビームエネルギーが設定されているか確認する為に蓄えられた。

図 3.6 から読みとれるように、1 日当りの積分ルミノシティは着実に増加しており、加速器

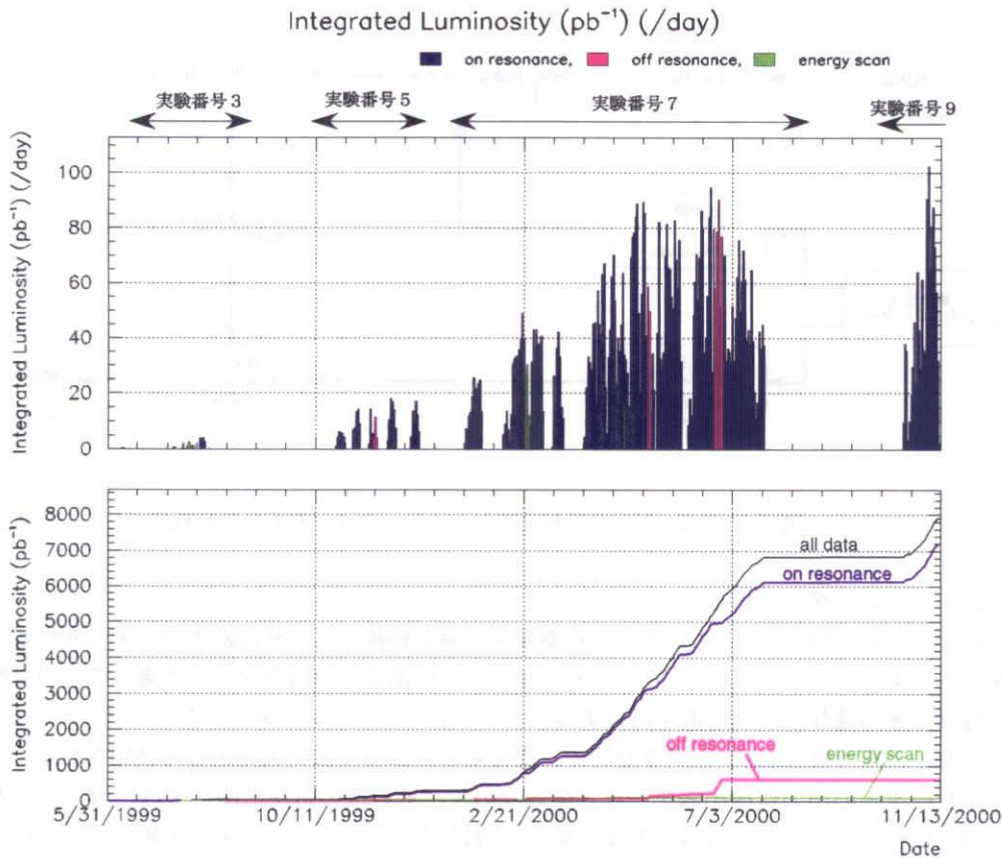


図 3.6: 1 日当りの積分ルミノシティー値 (上図) と積分ルミノシティーの増加曲線 (下図) を表す。ヒストグラムは、オン・レゾナンス・データ、オフ・レゾナンス・データ、エネルギー・スキャンデータで色分けされている。

が順調に性能を上げていることを示している。1 日およそ  $100 \text{ pb}^{-1}$  の蓄積が今までの最高値である。「実験番号 7」終了までに積分ルミノシティーおよそ  $6.0 \text{ fb}^{-1}$  のデータが蓄積された。これは、B 中間子対をおよそ 6 百万対事象蓄積したことに相当する。

各実験番号の変わり目の時期は、加速器や検出器の調整時期に割り当てられた。重要な変更点は、「実験番号 5」と「実験番号 7」の終了後に SVD 検出器が取り替えられたことである。ビームパイプ最近接点での放射線による劣化に対応した処置である。現在新しく設置した SVD 検出器は、初期モデルに比べ放射線に強く設計されているので、より高いルミノシティー下での長期間稼働に耐えることができる。

## 第4章 Z トリガー

Belle 実験で生成される物理事象とそれらの頻度を表 4.1 に挙げた。ここで記述するトリガー機構の目的は、効率良くデータ収集する為に、

1. 研究対象である物理事象を高効率で識別し、一方で、
2. バックグラウンド事象を除去し、その結果収集すべき反応事象頻度を限られたデータ収集系容量内に収める

ことである。

物理事象過程	断面積 (nb)	反応頻度 (Hz)
$\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.15	11.5
Hadron production from continuum	2.8	28.
$\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16.
Bhabha ( $\theta_{lab} \geq 17^\circ$ )	44.	4.4 <sup>(a)</sup>
$\gamma\gamma$ ( $\theta_{lab} \geq 17^\circ$ )	2.4	0.24 <sup>(a)</sup>
$2\gamma$ processes ( $\theta_{lab} \geq 17^\circ, p_t \geq 0.1$ GeV)	$\sim 15$	$\sim 35$ <sup>(b)</sup>
Total	$\sim 67$	$\sim 96$

表 4.1: 積分ルミノシティ  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  到達時に Belle 実験で生成される物理事象とそれらの断面積と反応頻度。 <sup>(a)</sup> で示す反応事象は 1/100 倍後の値。 <sup>(b)</sup> で示す反応事象は飛跡トリガー条件「 $p_t \geq 0.3$  GeV/c」を考慮に入れた時の値。

Belle トリガー系は、これらの条件を満たす為、次のサブシステムで構成する。すなわち、CDC が行なう飛跡トリガー、CsI カロリーメーターと EFC が行なうエネルギートリガー、KLM が行なう  $\mu$  粒子トリガー、TOF カウンターが生成するトリガータイミングである。これらの中で、本章で記述するのは飛跡トリガーを構成する「Z トリガー」である。

これらのサブトリガー系は、図 4.1 に示すように対応する検出器からの信号を事象生成後 1.85  $\mu\text{s}$  の内に物理的情報に変換し、その結果を GDL (Global Decision Logic) [20] と呼ばれるトリガー信号の総まとめ役に送り込む。GDL はさらに複数のサブシステム情報を有機的に加工し、収集すべき反応事象か否かを事象生成後 2.2  $\mu\text{s}$  以内に判断し、その結果を最終的なトリガー信号として生成する。

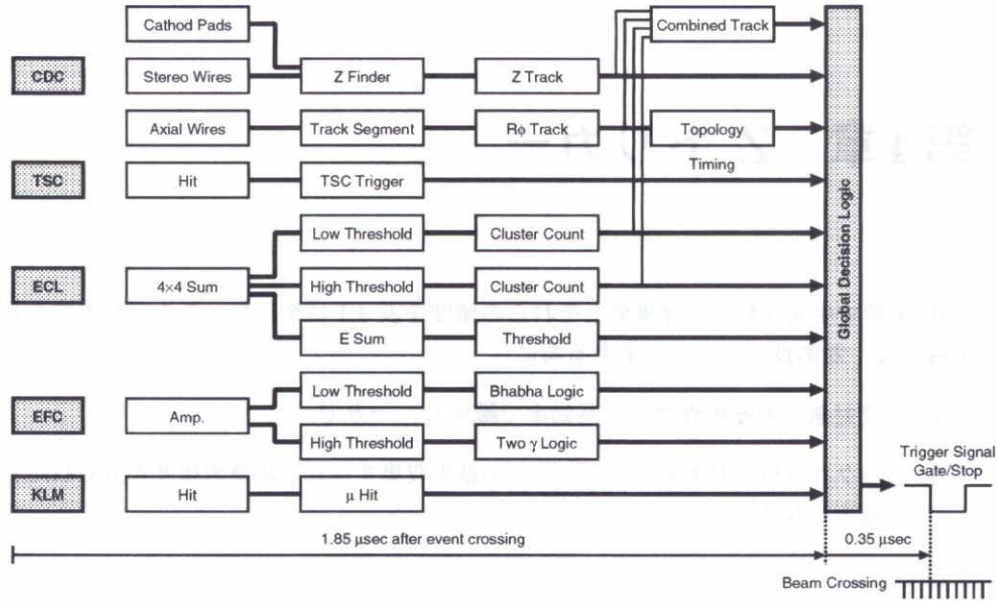


図 4.1: Belle トリガー系

電子ならびに陽電子ビームが加速器ビームパイプ内を周回する際、電子あるいは陽電子はビームパイプ内の残留ガスにより散乱され、ビーム軌道から進行方向をそらす。ビーム軌道から外れた電子や陽電子は、ビームパイプ及びその回りの物質と反応を起し、2次荷電粒子群やフォトン群を生成する。これらが検出器に飛び込み信号を作る(ビームバックグラウンド)。

Belle 実験では、データ収集能力  $\sim 200$  Hz に対し、ビームバックグラウンド事象は  $O(10K)$  Hz 以上の頻度で生成すると見積もられている(積分ルミノシティ  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ )。従って、本トリガー系により、バックグラウンド事象の頻度を少なくとも2桁抑制することが要求される。

飛跡トリガーは、電子・陽電子の衝突点で生成される物理事象を荷電粒子飛跡の検出によって選択し、バックグラウンド事象と区別する。具体的には、CDC 情報を用いた2種類のトリガー機構を構成する。すなわち、 $r\phi$  平面(ビーム軸に垂直な平面)上での飛跡を再構成し、その飛跡数や飛跡間のなす角により、事象生成点を判断する  $r\phi$  トリガーと、 $rz$  平面(ビーム軸を含む平面)上で飛跡を再構成し、ビーム衝突点を通じた飛跡数を数え物理事象か否かを判断する Z トリガーである。

ビームバックグラウンドは、ビーム軸上の任意点から生成するので、 $r\phi$  平面上で飛跡を再構成する  $r\phi$  トリガーでは除去ができない。従って、ビーム軸上のバックグラウンド除去には、Z トリガーが必要不可欠となる。本章では、ビームバックグラウンド除去を目的とする、Z トリガー機構について記述する。

### 4.1 中央飛跡検出器 (CDC)

Belle-CDC の詳細に関しては、参考文献 [15]、[21]、[22]、[12] に記述した。ここでは、Z トリガーで必要なパラメーターについての概略のみ記す。

まず、CDC の検出器としての構成であるが、それは図 4.2 に図示したように長さ 2400mm の円筒形をしている。形状の違いから 3 つの領域に分け、内側からそれぞれカソード部、インナー部、メイン部と名付ける。

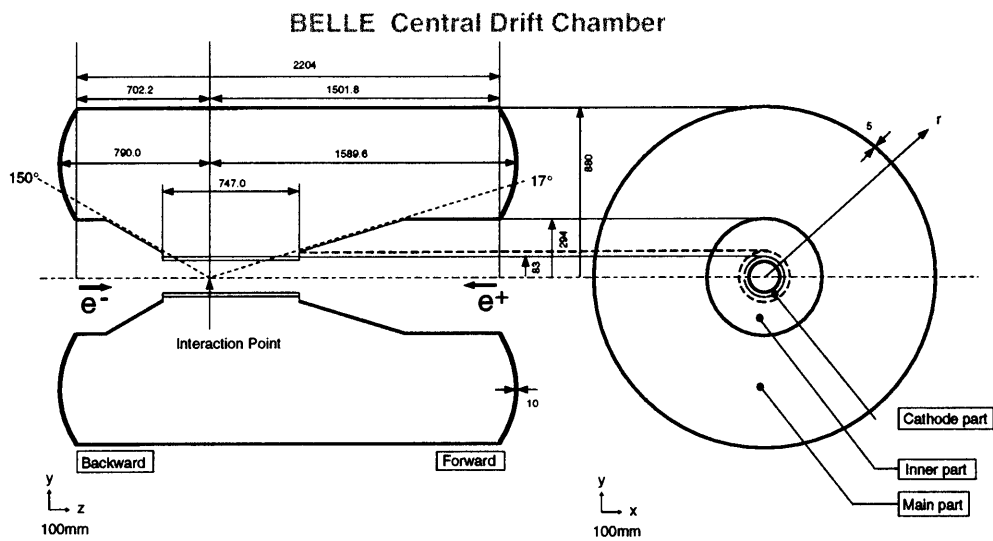


図 4.2: CDC 構造

表 4.2 と表 4.3 に CDC のワイヤーの構成とカソードストリップの構成をまとめる。また図 4.3 には、8,400 本のセンスワイヤーと 33,344 本のフィールドワイヤーで構成されるセル構造を図示する。

ワイヤーセルからなる層は全体で 50 層ある。これらはアクシャル・ワイヤー層 (陽電子ビーム軸に平行に張られたワイヤーから構成される層)、或いはステレオ・ワイヤー層 (ビーム軸に対しおよそ 50 mrad 程度角度をつけて張られたステレオ・ワイヤーで構成される層) から成り、11 のスーパーレイヤーに分割する。1 つのスーパーレイヤーは、5 層～6 層のアクシャル・ワイヤー層、又は 3 層～4 層のステレオ・ワイヤー層から構成されている。

信号検出の動作原理を簡潔に記述すると次の様になる。チェンバー内部には、He ガスと C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> ガスが 50%:50% で充填されている。セル内を通過する荷電粒子は充填ガスを電離しイオン対 (~100 対/cm) を作る。電離により発生した電子は、高電圧 (約 +2KV) を印加されたセンスワイヤーに集まる。この時、電子雪崩現象により 10<sup>5</sup> 倍程度の増幅作用が生じ、信号が検出可能となる。



ワイヤー層の種別 (スーパー・レイヤー番号)	層数	チャンネル数 (層当り)	半径 (mm)	ステレオ角 (mrad)
axial 1	6	64	88.0-159.5	0.
stereo 2	3	80	178.5-209.5	70.5 ~ 71.6
axial 3	6	96	224.5-304.0	0.
stereo 4	3	128	322.5-353.5	-43.3 ~ -46.7
axial 5	5	144	368.5-431.5	0.
stereo 6	4	160	450.5-497.5	45.7 ~ 50.1
axial 7	5	192	512.5-575.5	0.
stereo 8	4	208	594.5-641.5	-53.3 ~ -57.8
axial 9	5	240	656.5-719.5	0.
stereo 10	4	256	738.5-785.5	63.0 ~ 68.3
axial 11	5	288	800.5-863.0	0.

表 4.2: CDC ワイヤー構成。各スーパーレイヤーでのパラメーターをまとめる。

層番号	半径 (mm)	ストリップ数	$\phi$ セクター数	ストリップ幅 (mm)	ストリップ間隔 (mm)
Cathode 0	88.0	64	8	7.4	0.8
Cathode 1	98.0	80	8	7.4	0.8
Cathode 2	108.5	80	8	7.4	0.8

表 4.3: カソード構成要素。それぞれの層での半径、 $\phi$ セクター内でのストリップ総毎数、総セクター数、ストリップ幅、ストリップ間隔を示す。

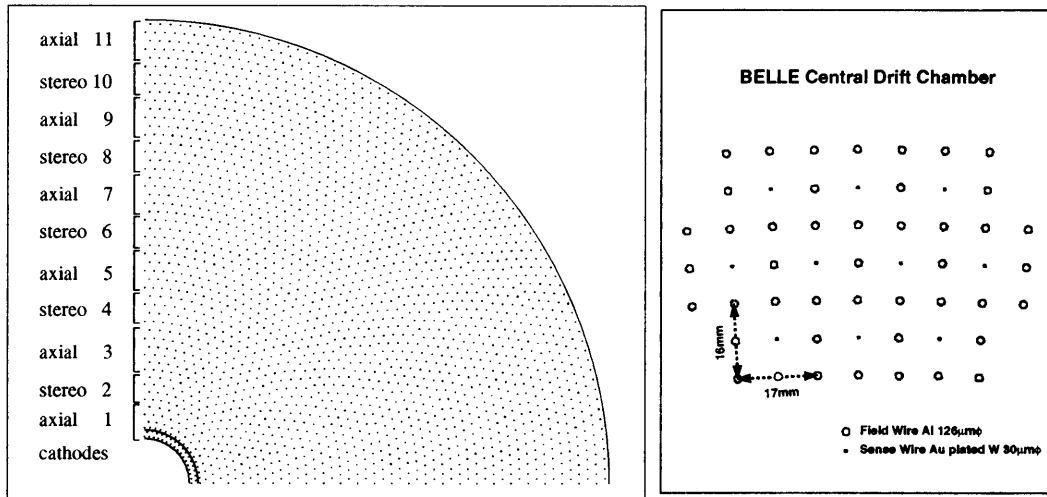


図 4.3: CDC セル構造。左図は、CDC の  $1/4 r\phi$  平面切断図。右図は cell の構造の詳細。1 本のセンスワイヤー (直径  $30\mu\text{m}$  の金メッキ入りタングステン・ワイヤー) の周りに 8 本のフィールドワイヤー (直径  $126\mu\text{m}$  のアルミニウム・ワイヤー) が張られ、1 つの cell を構成する。左図中の数字はスーパー層番号を示し表 4.2 に対応している。

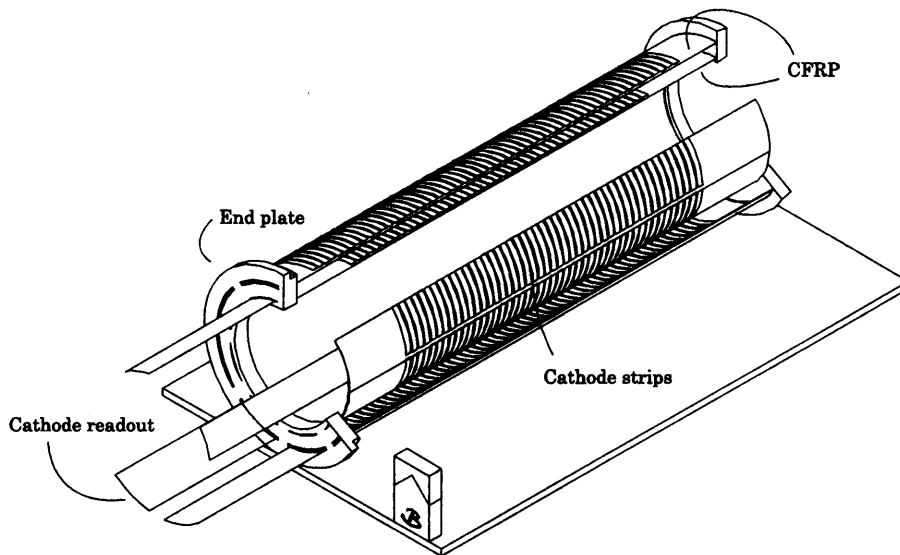


図 4.4: CDC カソード部。

一方カソード部は、図 4.2、図 4.4 に示すように、CDC 内側に単柵状アルミニウム陰極板(カソードストリップ)がビーム軸方向に 64 枚あるいは 80 枚張り付けられている [23]。センス・ワイヤーが増幅作用を起こした  $z$  位置で、カソードストリップに誘起された電気信号を読み出す。カソードストリップからなる層は 3 層あり、 $r\phi$  平面を 8 つのセクターに分割している。

センスワイヤーとカソードストリップ信号は、CDC エンドプレートのアルミニウム製箱に備え付けられた増幅回路によって増幅される。増幅信号は、Belle 検出器の横に位置するエレクトロニクスハット内にある信号整形/電荷-時間情報変換 (QTC) [24] モジュールへ長さおよそ 30m ケーブルを経由して運ばれる。QTC モジュールは、さらなる電気信号増幅を行ない、電荷-時間情報変換チップ (LeCroy 社製 MQT300A) で増幅信号を時間と蓄積電荷の両方の情報を持った ECL 規格デジタル信号に変換する。QTC モジュールの出力は、FASTBUS 規格マルチヒット TDC (LeCroy 社製 1877S) により記録されデータ解析に活用される。同時に QTC モジュールは、トリガー機構の為のヒット情報も供給する。

## 4.2 アルゴリズム

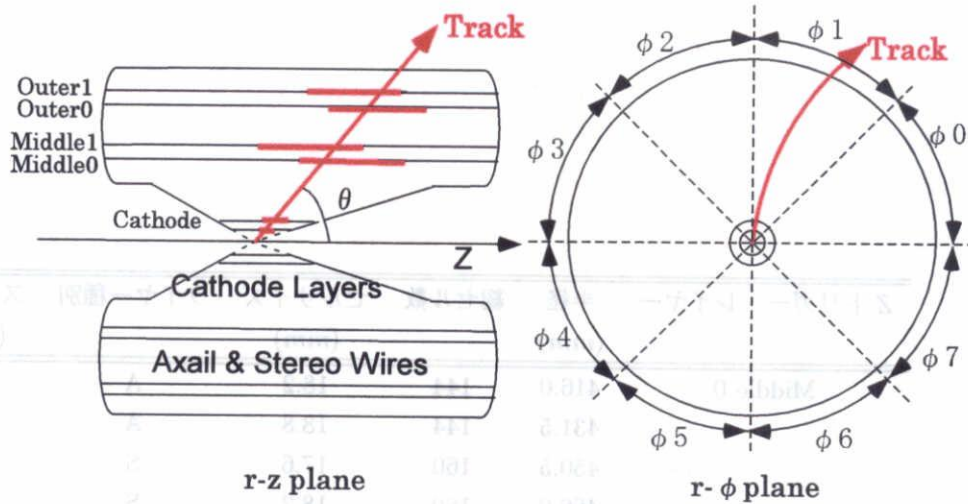
Zトリガー機構は、図 4.5 の概観で示されるように、最内層にある 3 層のカソードストリップ層から直接的に得られる  $z$  位置と、アクシャル/ステレオワイヤーセル情報から算出し得られる  $z$  位置情報から構成される。

カソードストリップはヒットしたストリップそのものが  $z$  位置を供給する。その分解能は、ストリップ幅 (約 1 cm) と 1 本の飛跡に対して、ストリップをヒットするストリップ・クラスターサイズ (1~ 3cm 程度) に依存する。カソードストリップから得られる  $z$  座標情報は分解能は良いが、ビームパイプに近い CDC 最内層のみに位置するので、バックグラウンドの影響を大きく受ける。そこで、外側の情報としてアクシャル/ステレオワイヤー層から供給される  $z$  位置を付加し、外層との同時計測を要求する。

ワイヤーによる  $z$  位置決定に使用したワイヤー層を表 4.4 に記す。ワイヤーによる  $z$  位置は 4 箇所測定され、1 箇所の  $z$  位置導出に、隣接するアクシャル 2 層ステレオ 2 層 (計 4 層) のワイヤー層を必要とする。ノイズなどによる偶発的ヒットを除去するために、隣接する同種の層同士の間同時計測を要求する。

$z$  位置は図 4.6 にあるように、隣接するアクシャル・ワイヤー層とステレオ・ワイヤー層のヒット点が重なり合っている部分から導出する。その精度は、セルサイズ ( $W$ ) とステレオ角 (ステレオワイヤーとアクシャルとのなす角;  $\theta_{st}$ ) によって決定し、

$$\Delta z = \frac{W}{\sin \theta_{st}} (1 + \cos \theta_{st}). \quad (4.1)$$



Trigger Tower Map	
Outer1 Layer	0000000000 <b>11111111</b> 0000000000000000
Outer0 Layer	00000000 <b>11111111</b> 100000000000000000
Middle1 Layer	0000000 <b>1111111111111111</b> 1000000000
Middle0 Layer	<b>1111111111111111</b> 1000000000000000
Cathode2 Layer	0000000000 <b>11</b> 00000000000000000000
Cathode1 Layer	0000000000 <b>11</b> 00000000000000000000
Cathode0 Layer	0000000000 <b>111</b> 00000000000000000000
Trigger Tower	00000000000 <b>1</b> 00000000000000000000

**Logic**

Trigger Tower = Cathode .AND. (Outer0 .OR. Outer1) .AND. (Middle0 .OR. Middle1)

↓

Cathode = two or more hits out of three layers

図 4.5: Zトリガー系の概略図と「トリガー・タワー・マップ」。全てのZトリガー系はこの図により記述される。各々の層でのz位置は8つのφセクターで独立に計算される(上図右)。上図の様な飛跡は、下図で示される、各層での32分割θヒット情報を生成する(トリガー・タワー・マップ)。同じθにて、カソードとワイヤー共にz位置ヒットを確認した場合、それをビーム衝突点からの飛跡とみなす。この時の具体的な論理回路を図最下部に載せる。

Zトリガー・レイヤー	半径 (mm)	総セル数	セルサイズ (mm)	ワイヤー種別	ステレオ角 (mrad.)
Middle 0	416.0	144	18.2	A	0.0
	431.5	144	18.8	A	0.0
	450.5	160	17.6	S	45.7
	466.0	160	18.2	S	47.2
Middle 1	482.0	160	18.8	S	48.6
	497.5	160	19.5	S	50.1
	512.5	192	16.8	A	0.0
	528.0	192	17.3	A	0.0
Outer 0	704.0	240	18.4	A	0.0
	719.5	240	18.8	A	0.0
	738.5	256	18.1	S	63.0
	754.0	256	18.5	S	64.7
Outer 1	770.0	256	18.8	S	66.5
	785.5	256	19.2	S	68.3
	800.5	288	17.5	A	0.0
	816.0	288	17.8	A	0.0

表 4.4: Zトリガー系で用いたワイヤー構成。ワイヤー種別はアクシャル (A) かステレオ (S) を記す。

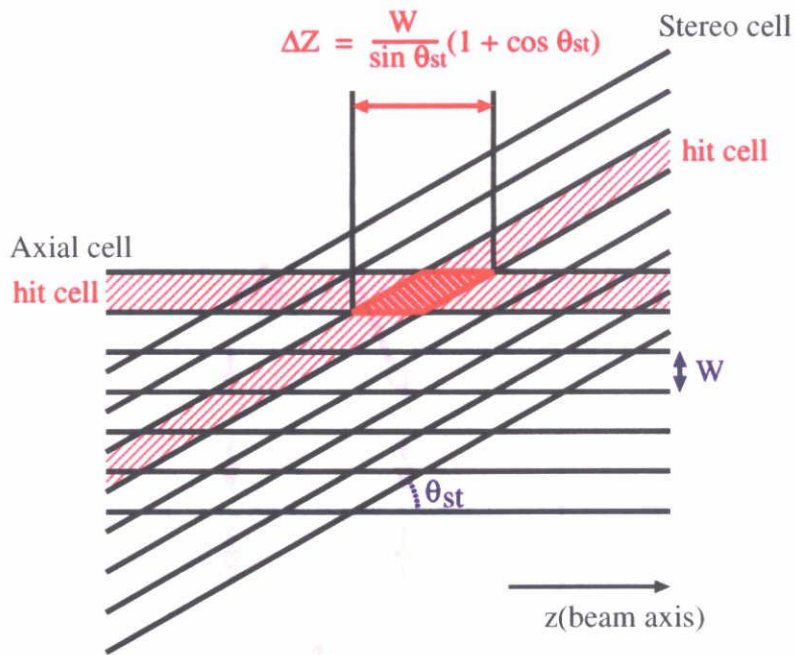


図 4.6: ワイヤーによる z 座標導出方法の概念図。

と表される。Belle CDC のセルサイズとステレオ角は、それぞれ 1.5 cm、50 mrad 程度なので、アクシャル、ステレオワイヤーともに 1 セルのみヒットした場合の z 座標分解能はおよそ 50 cm 程度である。

B 中間子の崩壊で生成する飛跡本数が平均で 10 本程度であることから、z 位置は r-φ 平面を 8 つのセグメントに分けて測定する (図 4.5)。セグメント境界面の不感領域をなくす為、隣同士のセグメントには OR を要求する。

図 4.5 にあるように、飛跡が、カソードストリップ層の 3 箇所、アクシャル/ステレオ・ワイヤー層の 4 箇所、合計 7 箇所構成する z 位置は、「Trigger Tower Map」によって表現される。図 4.5 下部分の「Logic」内に描かれているように、ワイヤーまたはカソードストリップの不感率による影響を避ける為、アクシャル/ステレオ・ワイヤー層による z 位置は外側 2 層、真中 2 層それぞれで OR をとり、カソードストリップ層による z 位置は 3 層のうち 2 層がヒットしていることを要求する。z 軸とのなす角 (θ) におけるヒット情報を表す「Trigger Tower bit」が「Logic」の条件を満たした時、衝突点から発生した飛跡とみなす。

最後に、これまでに記述した Z トリガー論理の流れ図を図 4.7 にまとめる。アクシャル/ステレオ・ワイヤー層による z 位置導出に 3 段階、カソードストリップ層による z 位置導出に 2 段階の論理計算を要し、2 つの情報は「Trigger Tower」論理でまとめられる。最終的には、衝突点か

ら発生したと思われる飛跡数を数え上げ、その本数を2ビットの情報に暗号化する。この信号をGDLに送り、GDLはZトリガー信号を含む全ての検出器の情報を統括し事象をトリガーするかどうかの最終判断を下す。

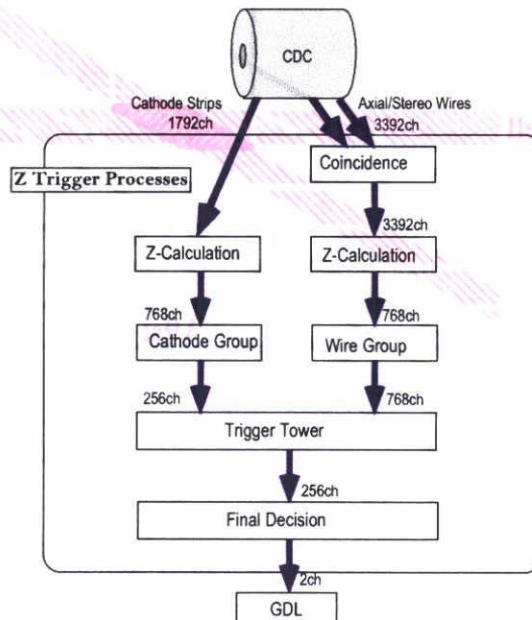


図 4.7: Z トリガー論理構成

### 4.3 Z トリガー系モジュール群

図 4.8 に Z トリガー系ハードウェアの概略図を示す。Z Distribution Box (ZDB)、ECL-TTL convertor (ETC)、Z Trigger Board (ZTB) の3種類のモジュールを使用して図 4.7 の Z トリガー論理を実現する。

全 Z トリガー論理回路の構築に、8 台の ZDB、18 枚の ETC、53 枚の ZTB を要する。QTC モジュールで生成されたトリガー信号は、Z トリガーモジュール群に送り込まれる。このトリガー信号は信号幅約 620 ns の ECL レベル信号である。

ZDB はこの ECL レベル信号を TTL レベル信号に変換する役割を担う。同時に、図 4.9 にあるように隣接した同種の層の同時計測も行なう (第 4.2 章アルゴリズム参照)。

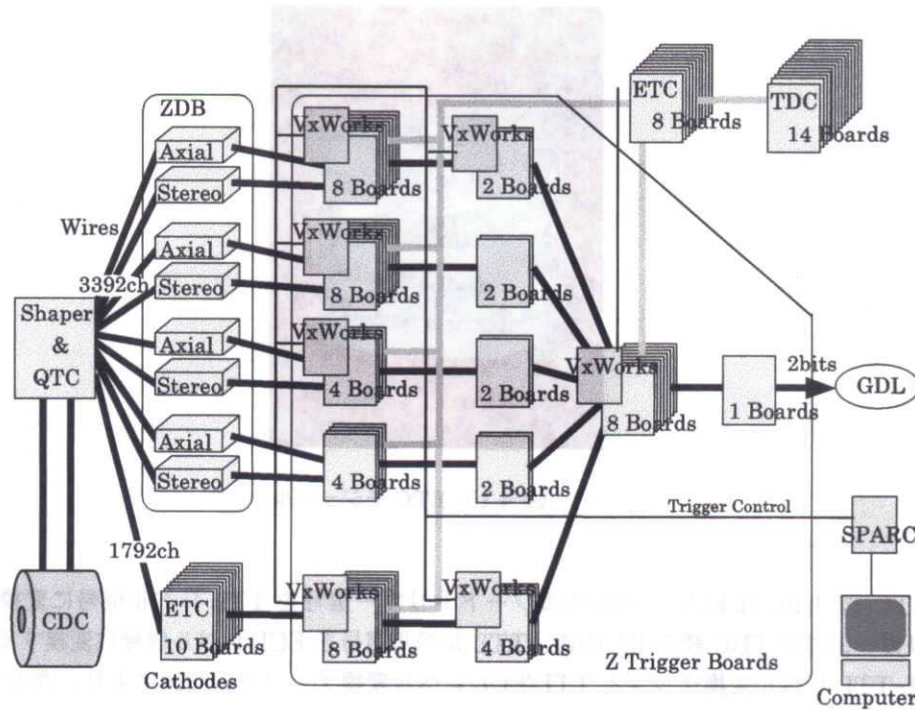


図 4.8: Zトリガーで用いるモジュール群

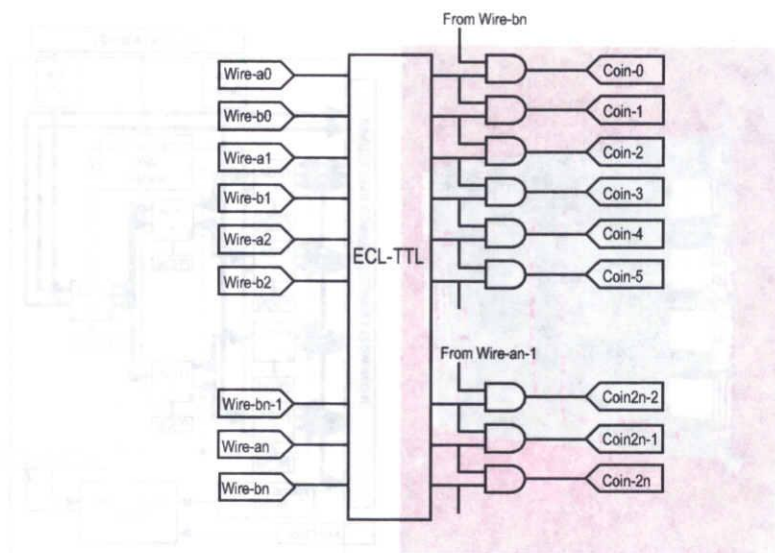


図 4.9: ZDB モジュール概念図。ZDB は2つ構成要素から成る。ECL レベルから TTL レベルへの信号変換部分と同時計測回路部である。隣接アクシヤル・ワイヤー層あるいは隣接ステレオ・ワイヤー層同士の同時計測は、ノイズなどによる偶発的トリガー信号生成を抑制する。図中の“Wire-a”と“Wire-b”はそれぞれ、隣接層の第1層と第2層を表す。”Wire-a”と”Wire-b”に付いている添え数字はセル番号を示し”Coin-n”は同時計測回路終了後のチャンネル番号を表す。





図 4.10: ETC モジュール。

ETC(図 4.10) は ECL レベルのカソードトリガー信号を TTL レベル信号に変換する。また、トリガー出力の TDC 読み出しの為、TTL レベル信号を ECL レベル信号に変換する役割も担う。ECL-TTL レベル変換チップと TTL-ECL レベル変換チップとの交換により、両方向のレベル変換を 1 種のモジュールで実現する。

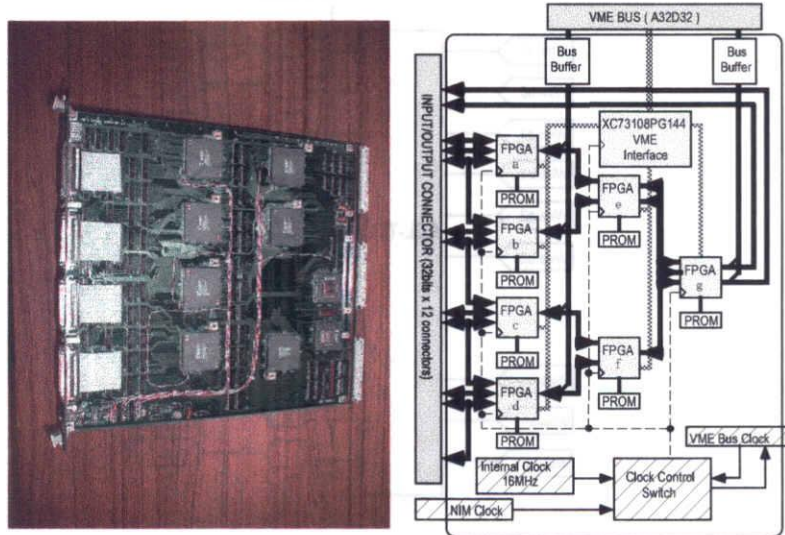


図 4.11: ZTB モジュールの写真 (左図) と概念図 (右図)

ZTB(図 4.11) は Z トリガーシステムの主モジュールで、VME 9U 規格のモジュールである。7

つの Field Programable Gate Array(FPGA; Xilinx 社製 XC4005HPGA223) [25]、2つの VME インターフェース チップ(Xilinx 社製 XC73108PG114) [25]、クロックスイッチ、I/O コネクタからなっている。

モジュールのフロントパネルには、384 チャンネルの入出力とクロック入力に備え付けられている。クロックは3種類が用意されている。フロントパネルからの外部 NIM レベル クロック、VMEバスラインからの外部 TTL レベル クロック、そして内部に備え付けられた、16MHz 水晶発振器による内部クロックである。内部クロックは主にモジュール単体の動作テスト時に用いられ、外部クロックは他のモジュールと同じクロックで同期を取る時に用いられる。

全ての Zトリガー論理回路は FPGA 内で実行される。それぞれの FPGA は VME クレー트에設置された CPU(VxWorks) によって VME-bus を経由して独立に回路へのダウンロード又は消去などの制御が行なわれる。利用者はネットワークを通じて VxWorks に命令を下し、ZTB の制御を行なう。

柔軟性のある FPGA の実装により、全ての Zトリガー論理回路群は、1種類のモジュールで実行され、また、実験状況に応じたトリガー回路の変更が容易に行なわれるようになった。

不感時間による非効率を軽減するため、全モジュールに同一の 16MHz クロックを入力し、それに合わせて1段階ごと同期させながらトリガー論理回路を実行する。Zトリガー全回路過程に12周期を要する。図4.7のアルゴリズムに従えば、Z-Calculatation 回路に4周期、Wire/Cathode Group 回路に1周期、Trigger Tower 回路に3周期、そして最後に Final Decision 回路に4周期の同期を要する。

Z Calculation 回路、Trigger Tower 回路、Final Decision 回路後の出力は、動作確認や性能評価解析の為に TDC により読み出される。

#### 4.4 宇宙線による性能評価

Belle 検出器を全て稼働させた状態での宇宙線を用いた Zトリガー回路の性能評価を行なった。飛跡の再構成のため 1.5 T 磁場も同様に稼働させた。

データ収集の為にトリガーは、TOF による back-to-back トポロジトリガーである。

図4.12に宇宙線事象の概念図を表す。得られたデータから、CDC のワイヤー ヒット情報を用いて3次元的に飛跡を再構成した。1本の宇宙線はビームパイプ内から生成した2本の飛跡とみなす。事象中に飛跡本数が2本以上あることを要求した。これは、CDC 内を完全につき抜ける飛跡のみを解析に用いたことを意味する。再構成されたトラックからビームパイプとの再近接点距離 ( $d_r$ )、ビームパイプとの再近接点での z 座標 ( $d_z$ )、ビーム軸と飛跡のなす角 ( $\theta$ )、ビーム軸に対する垂直方向運動量 ( $P_t$ ) を測定する。2本の再構成された飛跡が共に  $d_r < 5\text{cm}$  を満たすイベントを選び、ビーム軸上の任意位置から生成する飛跡を想定した。さらに、トラックが Zトリガー有感領域内に入っていることを保証するため、 $30^\circ < \theta < 125^\circ$  を要求した。これらの事象選択に

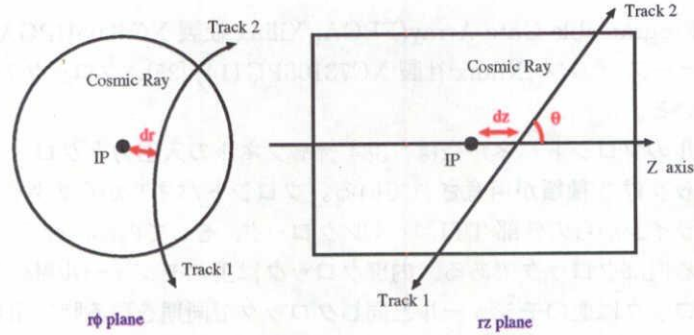


図 4.12: 宇宙線飛跡の概念図。左図の円と右図の長方形は CDC を表す。1 本の宇宙線を 2 本の飛跡として解析した。 $d_r$ 、 $d_z$ 、 $\theta$  について図のように定義しておく。

よって得られた 734,643 事象の宇宙線事象を用いて、Z トリガーの性能評価を行なった。

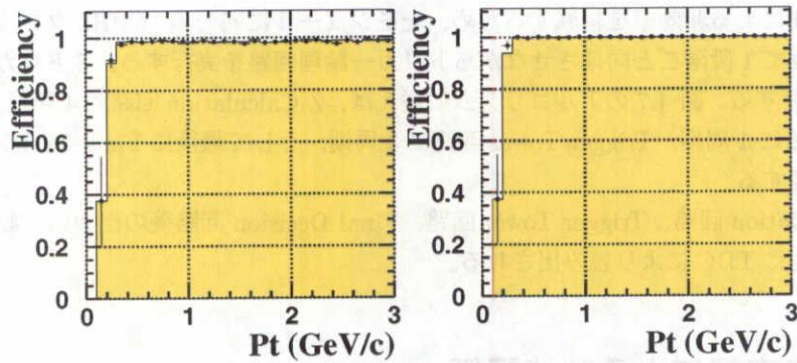


図 4.13: 運動量を関数とした、「少なくとも 1 本以上の Z トラックが存在する」時の Z トリガー効率。単一飛跡 (左図) と宇宙線事象 (右図) の検出効率を記す。ドットは Z トリガー信号の宇宙線データ、ヒストグラムは CDC ヒット情報を入力とし、Z トリガー回路をソフトウェア的に生成した時の出力を示す。

最初に電子・陽電子衝突点付近 ( $d_r < 2.0\text{cm}$ ) から生成される飛跡の検出効率の確認を行なった。図 4.13 は  $P_t$  の関数で表したトリガー検出効率である。左図は、飛跡毎の検出効率を示す。再構成された飛跡に対応する  $\phi$  セクター内に Trigger Tower 回路の出力が存在したか否かで判断した。右図は、Z トリガー条件「少なくとも 1 本以上の Z トラックが存在する」での宇宙線事象の検出効率である。図のドット点はトリガー出力データを示しており、ヒストグラムは、宇宙線事象で得られた CDC ヒット情報を入力にして、ソフトウェアで Z トリガー論理を構成して出された出力である。これらの 2 つは良い一致を示しており、Z トリガー回路はデザイン通り動作していることの証明となった。 $P_t > 300 \text{ MeV/c}$  の飛跡に対して 98 % 以上の飛跡検出効率を得た。またほぼ 100 % の検出効率で、衝突点付近 ( $d_r < 2.0\text{cm}$ ) 起源の 2 トラック事象を獲得することを確認

した。

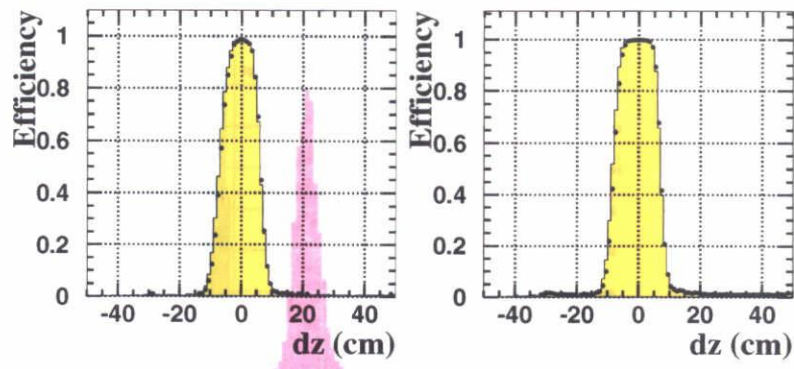


図 4.14: 飛跡発生点  $d_z$  を関数とした、「少なくとも 1 本以上の Zトラックが存在する」時の Zトリガー効率。単一飛跡 (左図) と宇宙線事象 (右図) の検出効率を記す。ドットは Zトリガー信号の宇宙線データ、ヒストグラムは CDC ヒット情報を入力とし、Zトリガー回路をソフトウェア的に生成した時の出力を示す。

次に、ビームバックグラウンドの除去能力を評価した。図 4.14 は、 $P_t > 500\text{MeV}/c$  条件下での  $d_z$  の関数とした検出効率を示す。図の解釈は図 4.13 と同様である。衝突点付近 ( $|d_z| < 2\text{cm}$ ) から生成する飛跡あるいは事象に関しては 98%以上の検出効率を獲得していることに対して、 $|d_z| > 10\text{cm}$  から生成するような飛跡は、十分に除去できることを確認した。

Zトリガー論理回路遅延時間の測定を行なった。図 4.15 は、イベント発生時間から Zトリガー信号を生成するのに要した時刻を示す。2 つピークは Zトリガー信号の先端時刻と終端時刻を示す。イベントの発生時間は TOF のタイミングで決定した。Zトリガー信号発生の最大遅延時間はおよそ  $1.45\ \mu\text{s}$  程度であることを確認した。この数値は、Zトリガーに要すると予測される遅延時間、

- CDC ドリフト時間 (0 ~ 400ns)
- CDC から Shaper/QTC module 間のケーブルに要する時間 (200ns 程度)
- Shaper/QTC module から Zトリガー回路系ケーブルを通る時間 (200ns 程度)
- トリガーロジックに要する同期クロック数 (11 段階  $\times$  62.5 ns = 687.5ns)

の和と良い一致を得た。

また先端時刻と終端時刻間のヒストグラムの重ならないギャップは、Zトリガー出力が安定状態にあることを示しており、事象発生後  $1.5\ \mu\text{s}$  の信号は確実な Zトリガー信号を GDL に送ることを意味する。この遅延時間は GDL が要求する、 $1.85\ \mu\text{s}$  以内の要求を満たしている。

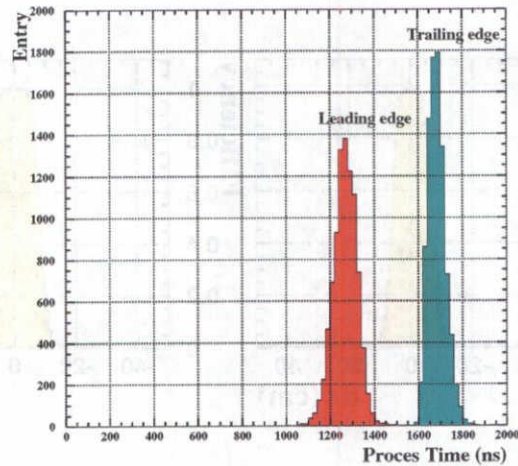


図 4.15: Zトリガー回路の遅延時刻。2つピークはZトリガー信号の先端時刻と終端時刻を示す。イベントの発生時間はTOFのタイミングで決定した。

#### 4.5 加速器稼働時の性能評価

電子・陽電子ビーム衝突時のZトリガー性能評価を行なった。図 4.16 は、加速器稼働時に収集した全データの  $d_z$  分布と、Zトリガーを稼働させた時に除去可能な事象の  $d_z$  分布を示す。飛跡が2本以上生成する事象の場合は、 $d_z$  の最小値を代表した。

ビーム衝突点 ( $d_z=0$ ) 以外の2つピークは、電子、或は陽電子ビームから放射された光子などを遮るためにビームパイプ内に設置されているマスクの位置に相当し、マスクに衝突した粒子により生成するビームバックグラウンド発生源によるものと解釈される。

Zトリガーを要求しないと、これらのバックグラウンドが衝突点発生事象に比べ多数のデータ収集がなされているのに対し、Zトリガーの稼働を要求した場合、効果的にこれらのバックグラウンドを除去することが確認された。より厳しいZトリガー条件は、さらなるバックグラウンド除去が可能だが、 $d_z=0$  付近のデータ損失も大きい。現在、「少なくとも1本以上のZ飛跡」のトリガー条件を要求し、データ収集を実行している。

Zトリガーの性能はデータ収集中常時モニターされている。ビーム衝突点付近での検出効率の確認には、Bhabha 事象 ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  弾性散乱) を利用する。図 4.17 は、高検出効率、高純度で収集可能な、CsI エネルギートリガーで収集された bhabha 散乱事象の内、Zトリガー信号を生成した事象の割合をラン毎に測定しプロットしたものである。全ランに渡り、均一かつ高検出効率 (> 98%) を得た。

Zトリガー導入効果は、バックグラウンド除去係数をモニターすることにより確認されている。

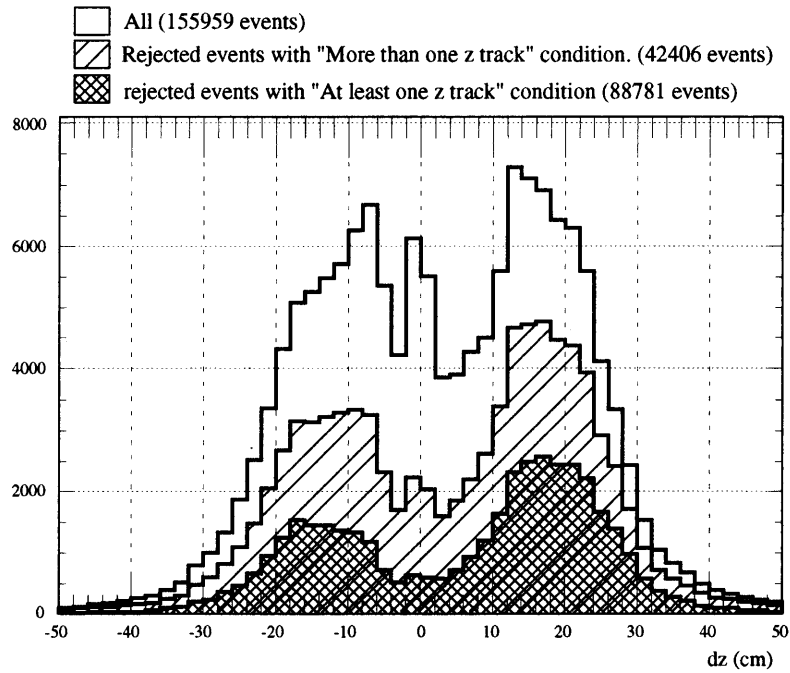


図 4.16: 加速器稼働時の事象生成  $d_z$  分布。白抜きのはistogramは、Z トリガーを要求しなかった場合の  $d_z$  分布を示す。残りの2つのhistogramは、2つZ トリガー条件(少なくとも1本以上のZ 飛跡、2本以上のZ 飛跡)により除去可能な事象の  $d_z$  分布を示す。

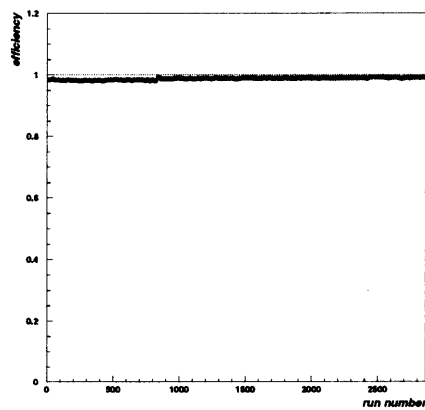


図 4.17: bhabha 散乱事象を使った、データ収集ラン番号ごとの Z トリガー検出効率。

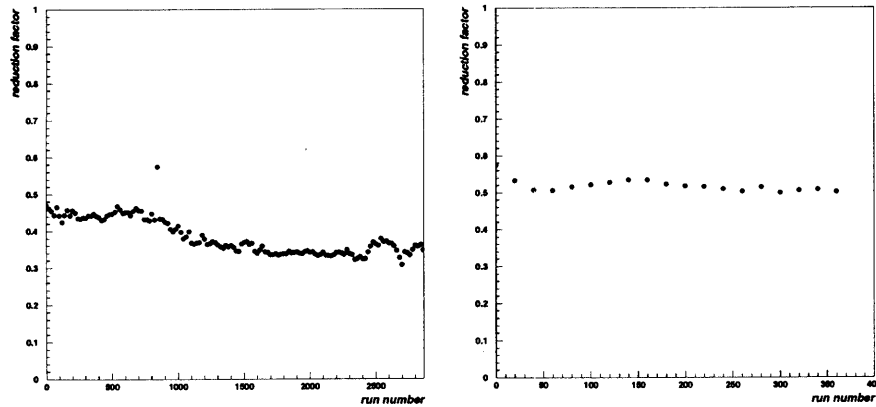


図 4.18: データ収集ラン番号ごとの Z トリガーによるバックグラウンド除去係数。左図は実験番号 7、右図は実験番号 9 を表す。

バックグラウンド除去係数は、Z トリガーを除く全飛跡トリガーで収集した事象の内、Z トリガー信号を生成しなかった事象の割合で定義される。図 4.18 は、ラン毎のバックグラウンド除去係数を示す。実験状況に応じて幾らか変化はあるが、30 % から 50 % のデータを除去している。図 4.17、図 4.18 の結果をまとめると、Z トリガーはビーム衝突点生成事象を高検出効率に保ちつつ、ビームバックグラウンド事象を 30 % から 50 % の割合で除去する。

## 4.6 まとめと将来の展望

Z トリガー機構の建設とその性能検査を行ない、Belle 実験トリガー機構に組み入れることに成功した。現在の Z トリガーの性能をまとめると以下の様になる。

- ビーム衝突点から生成する飛跡の検出効率は 98 % 以上である。
- $|z| > 10$  cm から発生する飛跡は除去可能である。
- Z トリガーに要する遅延時間はおよそ  $1.5 \mu\text{s}$  である。
- 加速器稼働時にも動作しており、30 % から 50 % のバックグラウンドとなるデータの除去を行なう。

現在トリガー頻度は  $\sim 250$  Hz に達し、Z トリガーの 50% 除去能力を要求しなければ、データ収集系は正しく稼働しなくなる。このことから、Belle トリガー系とデータ収集系において、Z トリガーは大きく貢献していると結論できる。

しかしながら、これまで到達した最高ルミノシティーはデザイン値のおよそ 5 分の 1 にすぎず、それでいて、全体のトリガー頻度はすでに 200Hz を超えている。ルミノシティー向上に伴い更に

ビームバックグラウンドの増加が予想され、Zトリガー性能向上が要求される。これからのZトリガーに必要と思われる性能向上について2点程挙げる。

第1に、実際に図4.18にある2つのヒストグラムからわかるように、除去能力が実験状態に依存している点である。左図は2000年1月から2000年7月までに収集された実験データ(実験番号7)を示し、ルミノシティー向上に伴い除去能力が低下している。右図は2000年10月から収集された実験データ(実験番号9)を示し、実験番号7に比べ除去能力が高い。これは、実験休止時の検出器や加速器の改善によりノイズやバックグラウンドが減少したことによる。除去能力そのものがビームバックグラウンド量によっており、苛酷なバックグラウンド状況に於いても十分に稼働するZトリガー系に改善する必要がある。

第2の問題として、加速器稼働時にはCDCカソード部がデザイン通りに稼働をしていないことを挙げる。CDCカソード部はビームパイプ付近に位置するため、ヒット頻度が高く高電圧が満足に印加されていない状態になっている。そのため、カソードストリップ層の検出効率は90%程度に落ち込んでいる。また電気ノイズなどによるヒットや、ビームバックグラウンドによる低運動量飛跡がカソードヒットを作り偶発的にZトリガー信号を形成する。宇宙線事象では、 $|z| > 10$  cmの飛跡の除去を可能にしているにも関わらず、図4.16で判るように加速器稼働時には、 $|z| > 10$  cmより充分大きく外れた点から生成する事象の除去がなされていないことは以上のことに起因する。

ルミノシティーが設計値に迫ると共に、Zトリガー機構のさらなる進化が要求される。私のこれまでの研究から、以下の点の方策がZトリガー改良につながると結論する。

- ビームパイプ付近にZ位置分解能の良い検出器の建設(トリガー信号を生成するSVD等)。
- 外側に適当な位置分解能をもつZトリガー回路を構成し、内側情報との同時計測を強化する。
- $r$ - $\phi$ トリガーとZトリガーを合わせた3Dトリガーの考案など、洗練されたトリガー回路の構築。



## 第5章 $\Delta m_d$ 測定解析

第2章で記述したように、 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動測定に必要な測定量は、2つのB中間子崩壊時刻差 ( $\Delta t$ ) と B 中間子崩壊時の  $B_d^0$  か  $\bar{B}_d^0$  かの「香り」である。この条件を満たす最も簡素な崩壊過程の1つが図 5.1 の概念図に示されるダイレプトン事象である。ダイレプトン事象とは、2つの B 中間子が共にセミレプトニック崩壊を起こす事象を指す。ここで言うレプトンとは電子 ( $e^\pm$ ) と  $\mu$  粒子 ( $\mu^\pm$ ) を指し、ダイレプトン事象は、 $ee$ 、 $\mu\mu$ 、 $e\mu$  を含む事象である。

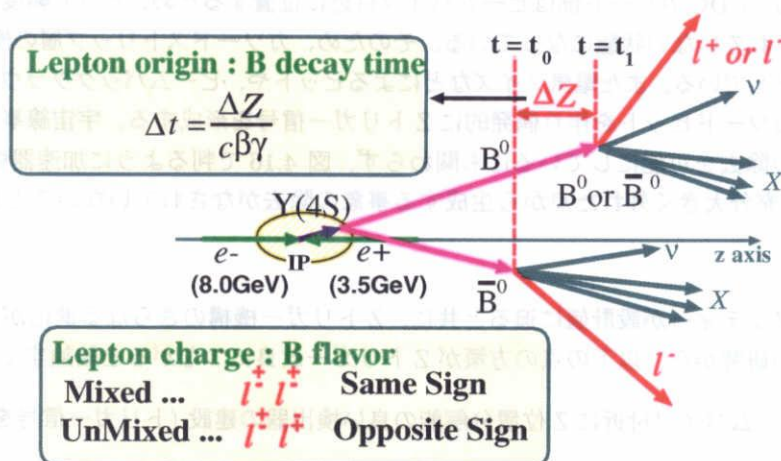


図 5.1: ダイレプトン事象

ダイレプトン解析手法の特徴を以下にあげる。

- 崩壊分岐比の高いセミレプトニック崩壊事象 ( $B(B \rightarrow X\nu l) \sim 10\%$ ) を使用することにより、統計誤差が小さくなる。
- 検出確認の手法が確立しているレプトン飛跡のみを再構成すれば良い。

私は、Belle 検出器を用いたダイレプトン解析による  $\Delta m_d$  測定を行なった。

本章では、

1. ダイレプトン解析の手法、
2. 事象選択の基準、

3. レプトン生成点の再構成、
4.  $\Delta m_d$  測定の手法、
5.  $\Delta m_d$  測定の結果と統計誤差、
6. 系統誤差

の順に議論を進める。

### 5.1 ダイレプトン解析

B 中間子崩壊時の「香り」確定には、レプトンの電荷を用いる。図 5.2 に表すファインマン・ダイアグラムからわかるように、標準理論によると、セミレプトニック崩壊時に、 $B_d^0$  粒子は正電荷レプトン、 $\bar{B}_d^0$  粒子は負電荷レプトンのみ放出することができる。(式 (5.1), 式 (5.2))。

$$\langle l^- \bar{\nu} X^+ | B_d^0 \rangle = 0, \langle l^+ \nu X^- | B_d^0 \rangle \neq 0 \quad (5.1)$$

$$\langle l^- \bar{\nu} X^+ | \bar{B}_d^0 \rangle \neq 0, \langle l^+ \nu X^- | \bar{B}_d^0 \rangle = 0 \quad (5.2)$$

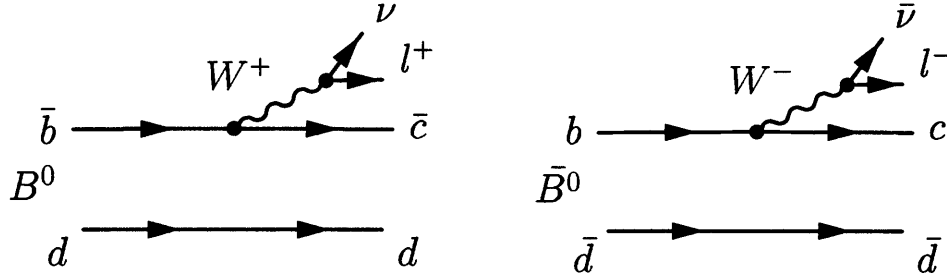


図 5.2: セミレプトニック事象のファインマンダイアグラム。

従って、ダイレプトン事象では以下のような事象識別ができる。

- 「混合事象」  $B_d^0 B_d^0$  .....  $l^+ l^+$
- 「混合事象」  $\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0$  .....  $l^- l^-$
- 「非混合事象」  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  .....  $l^+ l^-$

「混合事象」の抽出には、レプトン電荷が同じ事象(同電荷ダイレプトン事象)を選択し、「非混合事象」の抽出には、レプトン電荷が異なる事象(反電荷ダイレプトン事象)を選択すればよい。

2つのB中間子の崩壊時刻差はレプトン生成点測定から導出する。第3.2章で述べた通り、B中間子対はビーム(z)軸前方に強くブーストされる。レプトン生成点のz座標の差( $\Delta z$ )は式(5.3)

の関係式で、容易に崩壊時間差に換算することができる。ここで、 $\beta\gamma$  は、電子 8.0 GeV、陽電子 3.5 GeV のビームエネルギーに於けるローレンツ因子 (=0.425) である。

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c\beta\gamma} \quad (5.3)$$

この解析手法における  $\Delta t$  算出には、注意すべき点がある。(1) ビームエネルギー 10 MeV 程度の広がりを持つことと、(2) B 中間子は重心系で 300 MeV/c 程度の運動量を持つことから、2つの B 中間子は別々の運動量を持ち、厳密には  $\beta\gamma$  は定数ではないことである。それぞれの B 中間子運動量 ( $p_i$ ) と質量 ( $M_B$ ) から求めた B 中間子毎の正確なローレンツ因子 ( $(\beta\gamma)_i$ ) による  $\Delta t$  は、

$$\Delta t = \frac{z_1}{c(\beta\gamma)_1} - \frac{z_2}{c(\beta\gamma)_2} \quad (5.4)$$

$$(\beta\gamma)_i = \frac{p_i}{M_B}, \quad M_B = 5.28 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.5)$$

と表される。ダイレプトン解析では、B 中間子運動量は測定不可能なので、定数の  $\beta\gamma$  を使用する。これらによる不定性は系統誤差として考慮される (第 5.7.2 章参照)。

## 5.2 ハドロン事象選択

本論文の解析は、2000 年 1 月から 7 月までに収集された「実験番号 7」のデータを基に行なった。 $\Delta m_d$  測定には、重心エネルギー ( $\sqrt{s}$ ) が、 $\sqrt{s} = M_{\Upsilon(4S)}$  のデータ (積分ルミノシティ  $5.12 \text{ fb}^{-1}$ ) を用いた。また、 $\sqrt{s} = M_{\Upsilon(4S)} - 60 \text{ MeV}$  のデータ (積分ルミノシティ  $0.60 \text{ fb}^{-1}$ ) を用いて、コンティニューム バックグラウンド分布の確認を行ない、解析に利用した。

さらに、データとの比較や分布の見積りを行なう為、モンテ・カルロ計算を行ない、 $8 \times 10^6$  個の  $\Upsilon(4S)$  崩壊事象と  $18 \times 10^6$  コンティニューム事象を生成させた。

第 1 にハドロン事象の選択を行なった。この事象選択の目的は、 $B\bar{B}$  対事象を高検出効率で収集しながら、その他の事象 (コンティニューム事象、QED 反応事象やビームバックグラウンド) やバックグラウンドを削除することである。そのための選択基準は、事象や飛跡の発生点、事象エネルギー量等で構成される次に示す観測量である。最終的に残る事象は、 $B\bar{B}$  対事象とコンティニューム事象で、それぞれ、生成時の 85%、65% 程度の効率で抽出される。具体的な事象選択を以下に挙げる。

- ”良質”飛跡の選択。”良質”飛跡とは、次の要求を満たす荷電粒子による飛跡を指す。

- $P_t > 0.1 \text{ GeV}/c$
- $|d_r| < 2.0 \text{ cm}$
- $|d_z| < 4.0 \text{ cm}$

ここで、 $d_r$  は飛跡とビーム軸との最近接距離、 $d_z$  は最近接距離における  $z$  位置を表す。

- ”良質”エネルギー クラスターを選択。”良質”エネルギー クラスターとは、次の要求を満たす光子等によるエネルギー塊を指す。

$$- E > 0.1 \text{ GeV}/c$$

ここで、 $E$  は CsI カロリーメーターで測定されるエネルギー量を表す。

- 事象中に”良質”飛跡本数が5本以上あること。
- 全”良質”飛跡で再構成された事象生成点 ( $V_r$  はビーム軸からの距離、 $V_z$  はその  $z$  位置) が次の条件を満たすもの。事象生成点は、事象内に含まれる全ての”良質”飛跡のヴァーテックス点をフィットにより測定する。

$$- V_r < 1.5 \text{ cm}$$

$$- |V_z| < 3.5 \text{ cm}$$

- CsI カロリーメーターと CDC で測定されたエネルギー総和が、重心系エネルギー (10.58 GeV) の半分以上であること。
- 運動量  $z$  成分の総和が、重心系エネルギー (10.58 GeV) の 30%以下であること。
- ”良質”エネルギークラスターの総和が、重心系エネルギーの 2.5 %以上で且つ 90% 以下であること。
- 式 (5.6) で表される Fox-Wolfram モーメント [26] の第2成分と第0成分の比  $R_2$  が 0.7 以下であること。

$$R_2 = \frac{H_2}{H_0}, \quad H_m = \frac{\sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j| P_m(\cos \theta_{ij})}{(\sum_i E_i)^2} \quad (5.6)$$

$\vec{p}_i$  は飛跡  $i$  の運動量、 $E_i$  は飛跡  $i$  のエネルギー、 $\theta_{ij}$  は飛跡  $i$  と  $j$  のなす角、 $P_m(\cos \theta_{ij})$  は  $m$  次ルジャンドル関数を表す。

この量は、0 から 1 の数値で生成事象の形を表現する。その値が小さければ事象生成飛跡が全方向に及ぶ(丸みを帯びた事象である)ことを表す。逆に 1 に近ければ事象生成飛跡がある軸方向に偏っている(2つのジェットを形成している)ことを表す。

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  弾性散乱や  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  を起源とする事象は、明らかに軸方向に偏った分布をしめす。これまでの選択基準で残った上記事象の削除にこの選択条件は有効である。またコンティニューム事象の削除にも効果的である。

以上の選択基準により  $14 \times 10^6$  ハドロン事象を得た。

### 5.3 レプトン同定

B 中間子の「香り」同定を行なう為のレプトン、すなわち電子と  $\mu$  粒子の同定手法とその効率についてそれぞれ記述する。

#### 電子

以下に示す量や分布を基に尤度関数を作成し、電子”らしさ”を表す確率を得る。出力を評価し選択閾値 (本解析では、確率 80%以上を要求) を定め、電子と同定する [27]。

- 荷電粒子が ECL に残したエネルギーと CDC で求められた運動量の比 ( $E/p$ )。
- CDC の飛跡と ECL クラスターの位置の一致性
- CDC 内でのエネルギー損失 ( $dE/dx$ )。
- エネルギークラスターの形状と位置情報
- ACC 検出器のヒット ( $\pi$  粒子を代表とするハドロンの偽物電子を削除)

上述の観測量の中で電子効率に最も効果的な観測量は  $E/p$  分布 (図 5.3) である。電子はほぼ全てのエネルギーは ECL で測定されるので、 $E/p$  は殆んど 1 となる。一方、 $\pi$  中間子は 1 部しかエネルギー損失しないので  $E/p$  は 0 の方に偏る。

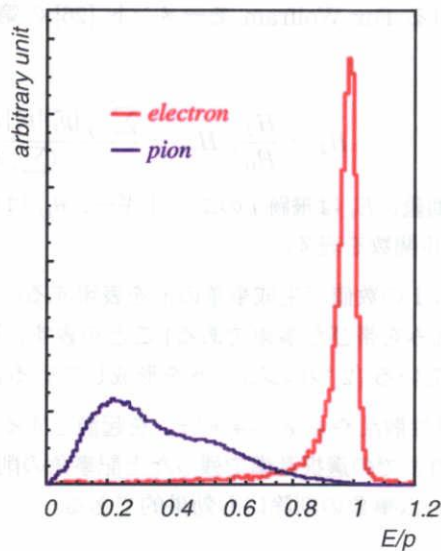


図 5.3:  $E/p$  分布。電子はほぼ全てのエネルギーを CsI に落すので、 $E/p$  は殆んど 1 となる。一方、 $\pi$  中間子は 1 部しかエネルギー損失しないので  $E/p$  は 0 の方に偏る。

図 5.4 に示される様に、この手法による電子同定効率は 1 GeV/c 以上の運動量領域で 90% 以上であった。また、同運動量領域で  $\pi$  粒子に代表されるハドロンを電子と間違える割合 (偽電子率) はおよそ 0.5% 以下であった。

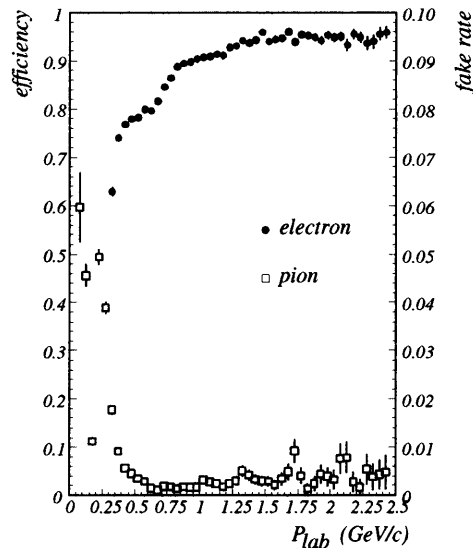


図 5.4: 黒ドットは  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  事象を用いた電子同定率を示し、縦軸左に値を記した。白抜きドットは  $K_s \rightarrow \pi\pi$  事象を用いて導出した、 $\pi$  粒子の電子同定率 (偽電子率) を示し、縦軸右に値を記した。

さらなる選択基準として、同定した電子と事象内の逆電荷を持つ全ての粒子との不変質量を測定し、その量が  $100 \text{ MeV}/c^2$  以下になる組合せが 1 つでの存在すれば、その同定電子を選ばないようにする。これは、光子が検出器等の物質にぶつかって起こる  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  事象の電子を除去するのに効果的である。

### $\mu$ 粒子

$\mu$  粒子同定には KLM のヒット情報と、CDC 内飛跡から導かれる KLM 外挿点との関係から決定する。具体的には、以下の 2 つの量が  $\mu$  粒子の同定に使用される [28]。

- $\mu$  粒子を仮定した時に期待される KLM 外挿点ヒット数と KLM 測定ヒット数の差
- $\mu$  粒子を仮定した時に期待される KLM 外挿点ヒット位置と KLM 測定ヒット位置の相違距離

図 5.5 に表される様に、1 GeV/c 以上の運動量領域で、85% 以上の  $\mu$  粒子同定効率を得た。また、ハドロンを  $\mu$  粒子と間違える割合は数%程度であった。

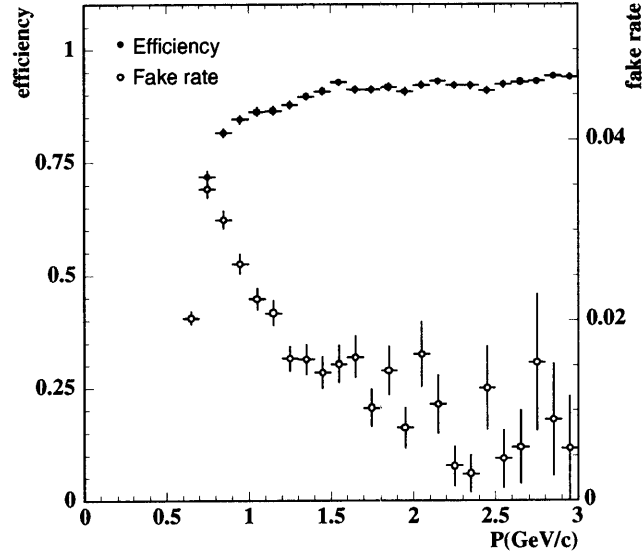


図 5.5: 黒ドットは  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu\mu$  事象を用いた  $\mu$  粒子同定率を示し、縦軸左に値を記した。白抜きドットは  $K_s \rightarrow \pi\pi$  事象を用いて導出した、 $\pi$  粒子の  $\mu$  同定率 (偽  $\mu$  粒子率) を示し、縦軸右に値を記した。

以上のレプトン同定で選択した電子と  $\mu$  粒子の重心系運動量分布を図 5.6 に載せる。図中のドットはデータを表し、ヒストグラムは、モンテ・カルロ計算により予想したレプトン生成源とそれらの分布を表す。モンテ・カルロ計算とデータとの僅かな不一致は、

- 飛跡再構成効率の差、
- レプトン同定効率の差、
- 偽レプトン含有率の差

によるものと考えられる。特に  $\mu$  粒子は、低運動量領域での偽レプトン含有率が高いので、不一致が顕著に現れる。

選択したレプトン候補は主に以下から派生するものにまとめられる。

1.  $b$  クォークのセミレプトニック崩壊により生成するレプトン (1 次レプトン)、
2.  $b$  クォークの崩壊で放出した 2 次クォーク (主に  $c$  クォーク)、のセミレプトニック遷移により生成するレプトン (2 次レプトン)、
3.  $\pi$  粒子等のハドロンをレプトンと同定してしまった偽レプトン、

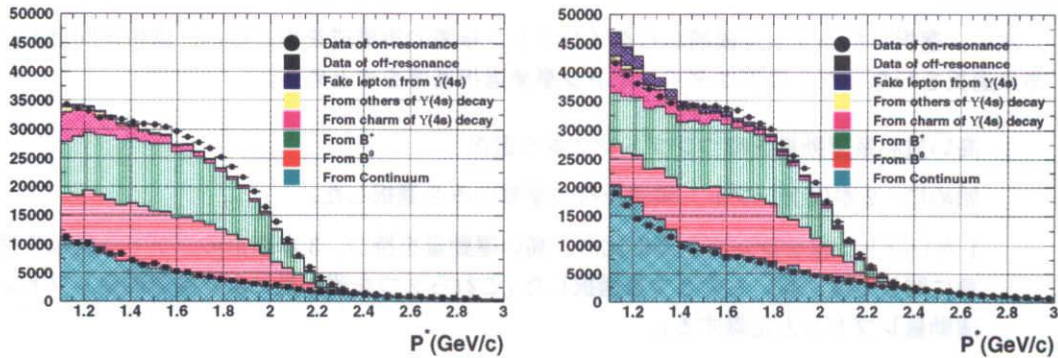


図 5.6: レプトン重心系運動量分布 ( $1.1\text{GeV}/c < p^* < 3.0\text{GeV}/c$ )。左図は電子、右図は  $\mu$  粒子。ドットはデータを表し、丸ドットがオン・レゾナンス時のデータ、四角ドットがオフ・レゾナンス時のデータである (ルミノシティに依る補正を入れて、分布を規格化した)。ヒストグラムは、モンテ・カルロ計算による結果を表す。色わけで、図に示す様々な起源で生成するレプトンを区別した。

4. コンティニューム事象の崩壊で生成するレプトン。

1次レプトンと2次レプトンの派生概念を図 5.7 に挙げる。このうち1次レプトンはダイレプトン事象信号となるレプトンである。その他はバックグラウンド源となる。

2次レプトンの生成源は様々な物が考えられるが、主に、 $b \rightarrow c \rightarrow l$  の崩壊チェーンを経て生成するレプトンである。余計な崩壊チェーンを経由してから放出されるレプトンなので、2次レプトンの持つ運動量は1次レプトンの持つそれよりも小さくなる傾向が強い。

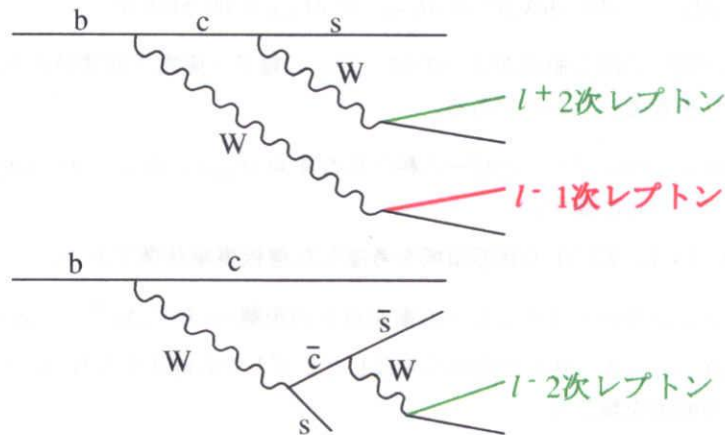


図 5.7: 1次レプトンと2次レプトンの例



## 5.4 ダイレプトン事象選択

次に、選択したレプトン候補からダイレプトン事象の再構成をおこない、信号比向上のための事象選択を行なった。以下にダイレプトン事象選択基準をまとめる。

### 1. 高い重心系運動量を持つレプトン2本を選択

始めに、2本以上レプトン候補を持つ事象のみを選択した。

1次レプトンは2次レプトンに比べ、高い運動量を持つ。3本以上のレプトン候補を持つ事象に関しては、高いもの2つを選択した(これら2つを運動量により高運動量レプトン、低運動量レプトンと定義する)。

### 2. 2つのレプトンの重心系運動量が共に $1.1 \text{ GeV}/c$ 以上かつ $2.3 \text{ GeV}/c$ 以下。

この選択も、1次レプトンは2次レプトンに比べ、高い運動量を持つことによる選択。 $2.3 \text{ GeV}/c$  以上の重心系運動量を持つレプトンは主にコンティニュームによるものが主なので(図 5.6 参照) 除去した。

### 3. $J/\psi$ の崩壊によるレプトンを含む事象の除去

ダイレプトン事象とチャーモニウム事象 ( $c\bar{c}$  束縛状態の中間子を含む崩壊事象) は排他的なので、 $J/\psi$  を含む事象は事象ごと除去する。

レプトンと逆電荷を持つ任意荷電粒子との不変質量  $M_{l+l^-}$  を測定し、以下の条件をみたすレプトンを1本でも含む事象を除去する。

- $|M_{J/\psi} - M_{\mu^+\mu^-}| < 50 \text{ MeV}/c^2$
- $M_{J/\psi} - 150 \text{ MeV}/c^2 < M_{e^+e^-} < M_{J/\psi} + 50 \text{ MeV}/c^2$

電子に関して除去領域が広いのは、 $J/\psi$  の電子・陽電子崩壊時の光子放射による質量分布の鈍りを考慮したものである。

### 4. 実験室系でのレプトンとビーム軸とのなす角 ( $\theta_{lab}$ ) に対し、 $30^\circ < \theta_{lab} < 135^\circ$ を要求 (2本のレプトン共に要求)

SVD、ECL、KLM の有感領域を考慮した選択事象基準である。

### 5. レプトンの飛跡生成点とビーム衝突点との距離 ( $r$ 方向: $\Delta r^{\text{IP}}$ 、 $z$ 方向: $\Delta z^{\text{IP}}$ ) による選択

衝突点から大きく外れた点から生成したレプトンの除去を行なう。ビームの厚み等を考慮し以下の要求を課した。

- $|\Delta r^{\text{IP}}| < 500 \mu\text{m}$
- $|\Delta z^{\text{IP}}| < 2.0 \text{ cm}$

6. SVD 検出器の  $r$  方向ストリップ ヒット数が1以上、 $z$  方向ストリップ ヒット数が2以上。  
 少なくとも2層のシリコン・ストリップにヒットがなければ、シリコン・ストリップ検出器による飛跡生成点の精密測定は原理的に不可能である。本解析では、SVD による  $z$  位置精密測定が要求されるのでこの選択基準を課した。
7. 重心系に於ける2つのレプトンのなす角度 ( $\theta_{ll}^*$ ) による要求

図 5.8 の  $\cos \theta_{ll}^*$  分布に示すように、1次レプトンと2次レプトンの組合せから成る反電荷ダイレプトン事象バックグラウンドは反対方向に2つのレプトンが飛ぶ傾向が強いため

$$-0.8 < \cos \theta_{ll}^* < 0.95$$

の選択基準の要求で除去可能である。また、コンティニュームバックグラウンドもこの選択基準で除去できる。

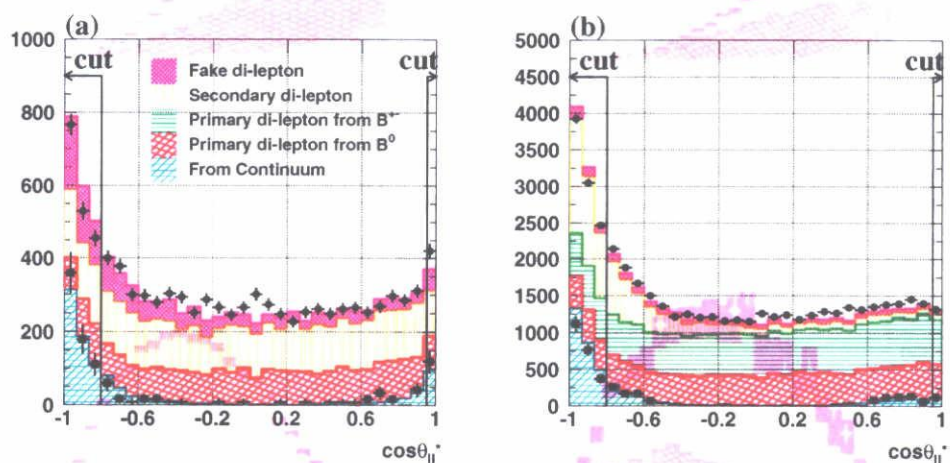


図 5.8:  $\cos \theta_{ll}^*$  分布 ((a) 同電荷ダイレプトン事象, (b) 反電荷ダイレプトン事象)。ドットはデータを表す。丸ドットはオン・レゾナンス時のデータ、四角ドットは、オフ・レゾナンス時のデータを示す (ルミノシティによる規格化を行なった)。ヒストグラムはモンテ・カルロ計算による分布を示し、それぞれの陰影の違いにより、ダイレプトン源の違いを表現した。コンティニュームバックグラウンドと、1次レプトンと2次レプトンの組合せから成る反電荷ダイレプトン事象バックグラウンドは反対方向に2つのレプトンが飛ぶ傾向が強いため  $-0.8 < \cos \theta_{ll}^* < 0.95$  の選択基準で除去可能である。

これらの事象選択により同電荷ダイレプトン事象を 7,418 事象、反電荷ダイレプトン事象を 35,633 事象入手した。それぞれの事象選択を満足したダイレプトン事象数を  $ee$ 、 $\mu\mu$ 、 $e\mu$  事象に分けて表 5.1 にまとめる。

全選択基準を通過したダイレプトン事象の重心系運動量分布を同電荷ダイレプトン事象と反電荷ダイレプトン事象とで分けて図 5.9 に示す。

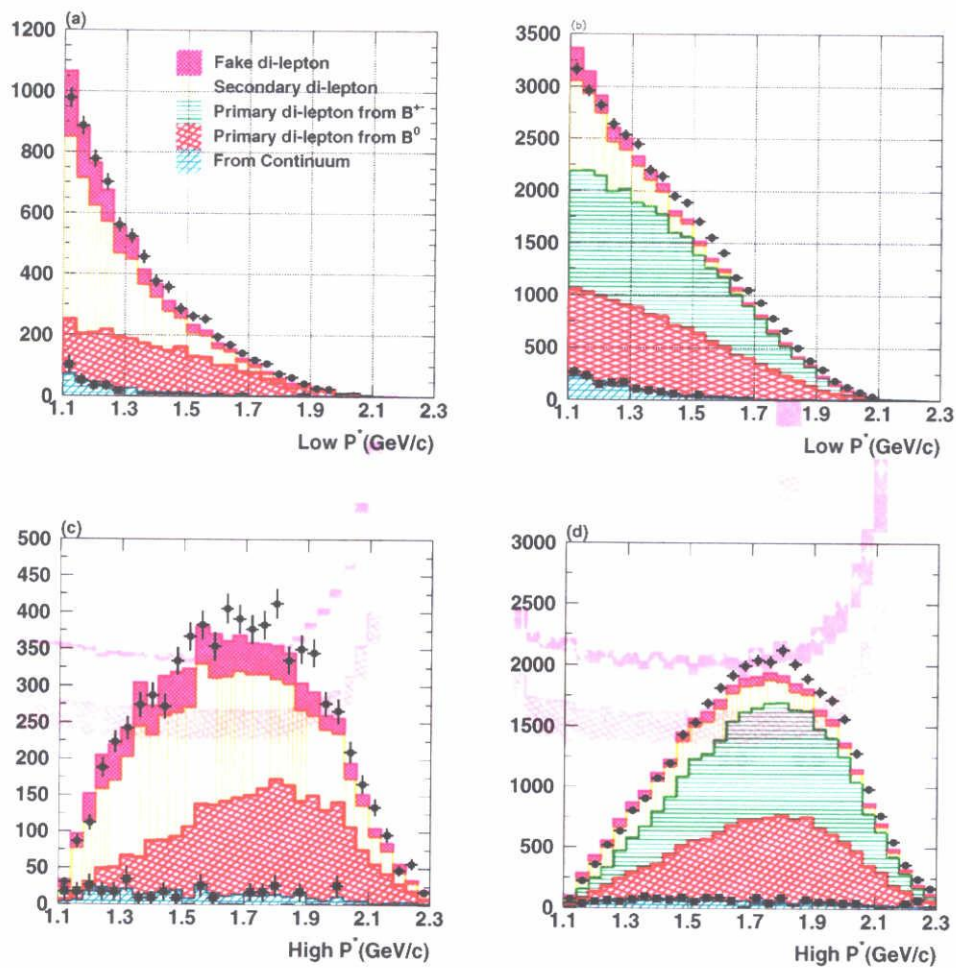


図 5.9: 全事象選択を通過したダイレプトン事象の重心系運動量分布 (同電荷ダイレプトン事象の低運動量分布 (a)、反電荷ダイレプトン事象の低運動量分布 (b)、同電荷ダイレプトン事象の高運動量分布 (c)、反電荷ダイレプトン事象の高運動量分布 (d))。ドットとヒストグラムは図 5.8 と同様。図 5.6 と同じ理由でデータとモンテ・カルロ計算との僅かな不一致が存在する。

事象選択	同電荷ダイレプトン			反電荷ダイレプトン		
	$ee$	$\mu\mu$	$e\mu$	$ee$	$\mu\mu$	$e\mu$
運動量	3,819	5,197	7,831	19,507	20,969	33,706
$J/\psi$ 除去	3,537	4,945	7,367	15,476	17,313	30,878
$30^\circ < \theta < 135^\circ$	2,710	4,264	6,035	12,544	15,057	26,037
$\Delta r^{IP}, \Delta z^{IP}$	2,100	3,185	4,879	11,446	13,494	23,777
SVD hit	1,955	2,975	4,577	10,818	12,782	22,438
$\cos \theta_{ll}^*$	1,654	2,119	3,645	8,400	9,666	17,566

表 5.1: それぞれの事象選択により残ったダイレプトン事象数。 $ee$ 、 $\mu\mu$ 、 $e\mu$  事象に分けてまとめた。

これらは以下の箇条書で示すダイレプトン事象で構成され、モンテ・カルロ計算から予想される内訳を表 5.2 にまとめる。

1. 2つのレプトンが共に  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  ( $B_d^0 B_d^0$  或は  $\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0$ ) からの1次レプトンによる事象 (信号)
2. 2つのレプトンが共に  $B^+ B^-$  からの1次レプトンによる事象 (反電荷ダイレプトン事象のみ、信号として扱う。)
3. 少なくとも一方のレプトンが  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  からの2次レプトンによって構成される事象
4. 少なくとも一方のレプトンが  $B^+ B^-$  からの2次レプトンによって構成される事象
5. 少なくとも一方のレプトンが偽レプトンにより構成される事象
6. コンティニューム事象崩壊で生成するレプトンによって構成される事象

事象源	同電荷ダイレプトン (%)	反電荷ダイレプトン (%)
$B_d^0 \bar{B}_d^0$ 1次レプトン (信号)	32.7	31.9
$B^+ B^-$ 1次レプトン	-	46.4
$B_d^0 \bar{B}_d^0$ 2次レプトンからなる事象	23.6	6.9
$B^+ B^-$ 2次レプトンからなる事象	24.6	6.3
$B_d^0 \bar{B}_d^0$ 偽レプトンからなる事象	6.9	1.4
$B^+ B^-$ 偽レプトンからなる事象	6.6	2.4
コンティニューム バックグラウンド	5.6	4.7
Total	100 (7418 事象)	100 (35633 事象)

表 5.2: モンテ・カルロ計算によるダイレプトン候補の内訳の見積り。獲得同電荷ダイレプトン事象数 7,418 事象、反電荷ダイレプトン事象数 35,633 事象中に含まれる各カテゴリーの事象比が%で示してある。

箇条書で記した事象源 1 は信号で、その他はバックグラウンドである。但し、事象源 2 は  $\Delta m_d$  測定の立場ではバックグラウンドに属するが、その振舞いは理論的によく理解されている (式 (2.21)) ので、解析では信号として扱われる。表 5.2 に記すように、主なバックグラウンド源は、2 次レプトンを含むダイレプトン事象である。その他の無視できないバックグラウンド源は、偽レプトンとコンティニューム事象によるものである。

### 5.5 レプトン生成点 (時間) 測定

獲得したダイレプトン事象のレプトン生成点の再構成を行なった。図 5.10 に示すように、レプトン生成点は、電子・陽電子ビーム衝突領域と B 中間子の  $r\phi$  方向平均飛行 ( $\sigma_B \simeq 20\mu m$ ) 領域の内側に分布する。ビーム衝突領域の中心値と広がりは、ラン毎に測定されハドロン事象の事象生成点フィットから得られる。ビーム衝突領域の広がり

$$(\sigma_x^{IP}, \sigma_y^{IP}, \sigma_z^{IP}) \simeq (100 \sim 120 \mu m, 5 \mu m, 2 \sim 3 mm) \quad (5.7)$$

程度の値を持つ。これに B 中間子の  $r\phi$  方向の平均飛行距離を付加した、

$$(\sigma_x)^2 = (\sigma_x^{IP})^2 + (\sigma_B)^2 \quad (5.8)$$

$$(\sigma_y)^2 = (\sigma_y^{IP})^2 + (\sigma_B)^2 \quad (5.9)$$

の領域の中にレプトン生成点は分布する。SVD 検出器で再構成されたレプトンの飛跡を内挿し、上述の領域内でのレプトン生成点の最適値をフィットにより導出する。以上の手法でダイレプトン事象の  $\Delta z$  を測定し、式 (5.3) で示した変換式により  $\Delta t$  を導出した。

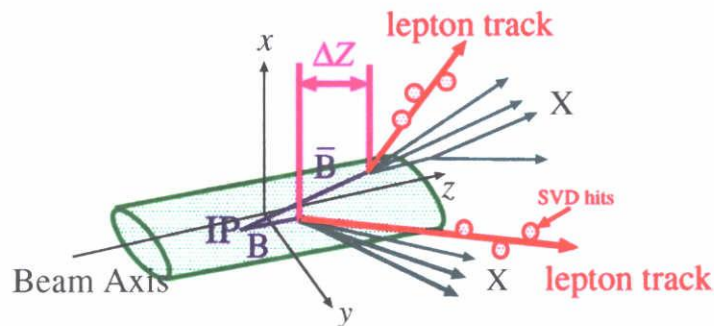


図 5.10: パーテックスフィット概念図

### 5.6 $\Delta m_d$ 測定

事象選択基準を満足したダイレプトン事象は、「同電荷ダイレプトン事象」と「反電荷ダイレプトン事象」2 つの  $\Delta t$  分布に分類される。 $\Delta m_d$  は、この 2 つの分布を  $\Delta m_d$  を変数として含む関数

でフィットして導出する。本解析では、フィット手法として最尤法 (unbinned maximum likelihood method) を採用した。フィットに用いる関数系は以下に示す4つの関数で構成される。

- 同電荷ダイレプトン事象

- 信号

$$\mathcal{F}_{sig}^{SS}(\Delta t) = f_{sig} N_{tot} R_0^{l^\pm l^\pm} P_{B^0}^{l^\pm l^\pm}(\Delta t_{smear}) \quad (5.10)$$

- バックグラウンド

$$\mathcal{F}_{bkg}^{SS}(\Delta t) = f_{bkg}^{SS} N_{tot} B^{l^\pm l^\pm}(\Delta t_{smear}) \quad (5.11)$$

- 反電荷ダイレプトン事象

- 信号

$$\mathcal{F}_{sig}^{OS}(\Delta t) = f_{sig} N_{tot} \left\{ R_0^{l^+ l^-} P_{B^0}^{l^+ l^-}(\Delta t_{smear}) + R_\pm^{l^+ l^-} P_{B^\pm}^{l^+ l^-}(\Delta t_{smear}) \right\} \quad (5.12)$$

- バックグラウンド

$$\mathcal{F}_{bkg}^{OS}(\Delta t) = f_{bkg}^{OS} N_{tot} B^{l^+ l^-}(\Delta t_{smear}) \quad (5.13)$$

式 (5.10)～式 (5.13) のパラメータと関数を以下にまとめる。

### (1) $N_{tot}$

事象選択基準を満足した全ダイレプトン事象候補数を表す。

### (2) $R_0^{l^\pm l^\pm}, R_0^{l^+ l^-}, R_\pm^{l^+ l^-}$

$N_{tot}$  中の、 $B_d^0 \bar{B}_d^0 (\bar{B}_d^0 B_d^0)$  崩壊による同電荷ダイレプトン事象信号数、 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  崩壊による反電荷ダイレプトン事象信号数、 $B^- B^+$  崩壊による反電荷ダイレプトン事象信号数の各々の割合を表す。具体的に数式化すると、

$$R_0^{l^\pm l^\pm} \propto f_0 b_0^2 \epsilon_0^{l^\pm l^\pm}, R_0^{l^+ l^-} \propto f_0 b_0^2 \epsilon_0^{l^+ l^-}, R_\pm^{l^+ l^-} \propto f_\pm b_\pm^2 \epsilon_\pm^{l^+ l^-}$$

$$(R_0^{l^\pm l^\pm} + R_0^{l^+ l^-} + R_\pm^{l^+ l^-} = 1)$$

と表され、以下に示す3つの量から構成される。

(a)  $f_0, f_\pm$  :  $\Upsilon(4S)$  事象の  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  あるいは  $B^+ B^-$  崩壊分岐比。

生成した  $\Upsilon(4S)$  事象は全て  $B\bar{B}$  事象に崩壊し  $f_0 + f_\pm = 1$  となることを仮定する。この2つの値の比は CLEO による測定値  $\frac{f_\pm}{f_0} = 1.05 \pm 0.08$  [29] を使用する。

(b)  $b_0, b_{\pm}$ : 中性 B 中間子、荷電 B 中間子のセミレプトニック事象崩壊分岐比。

一般に、中性 B 中間子と荷電 B 中間子とのセミレプトニック崩壊の部分崩壊幅は (1)  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) と  $B^+$  ( $B^-$ ) との間にアイソスピン対称性があり、(2)  $B^0$  と  $B^{\pm}$  の質量はほぼ等しく、(3) 軽い”傍観”クォーク ( $B^0$  の  $d$  クォーク、 $B^{\pm}$  の  $u$  クォーク) の違いは部分崩壊幅の値に寄与しない、の理由から等しいと仮定する。

$$\Gamma(B^0 \rightarrow X\nu l) = \Gamma(B^{\pm} \rightarrow X\nu l) \quad (5.14)$$

よって、部分崩壊幅と全崩壊幅の比で定義される崩壊分岐比

$$b^0 \equiv \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow X\nu l)}{\Gamma_{B^0}}, \quad b^{\pm} \equiv \frac{\Gamma(B^{\pm} \rightarrow X\nu l)}{\Gamma_{B^{\pm}}} \quad (5.15)$$

の比は、

$$\frac{b^{\pm}}{b^0} = \frac{\tau_{B^{\pm}}}{\tau_{B^0}} = 1.04 \pm 0.04 [2] \quad (5.16)$$

を用いる。

(c)  $\epsilon_0^{l^{\pm}l^{\pm}}, \epsilon_0^{l^+l^-}, \epsilon_{\pm}^{l^+l^-}$ : 中性 B 中間子同電荷ダイレプトン事象信号、中性 B 中間子反電荷ダイレプトン事象信号、荷電 B 中間子反電荷ダイレプトン事象信号のそれぞれの検出効率。

これらの量はモンテ・カルロ計算の解析により同じと見積もられた。よって、 $\epsilon_0^{l^{\pm}l^{\pm}} = \epsilon_0^{l^+l^-} = \epsilon_{\pm}^{l^+l^-}$  とする。

上の (a)~(c) の量を仮定すると  $R_0^{l^{\pm}l^{\pm}}, R_0^{l^+l^-}, R_{\pm}^{l^+l^-}$  は、

$$R_0^{l^{\pm}l^{\pm}} = R_0^{l^+l^-} = \frac{f_0 b_0^2}{f_0 b_0^2 + f_{\pm} b_{\pm}^2} = \frac{1}{1 + \frac{f_{\pm} b_{\pm}^2}{f_0 b_0^2}} \quad (5.17)$$

$$R_{\pm}^{l^+l^-} = \frac{f_{\pm} b_{\pm}^2}{f_0 b_0^2 + f_{\pm} b_{\pm}^2} = \frac{\frac{f_{\pm} b_{\pm}^2}{f_0 b_0^2}}{1 + \frac{f_{\pm} b_{\pm}^2}{f_0 b_0^2}} \quad (5.18)$$

と既知の物理測定量を用いて定義ができる。

### (3) $f_{sig}, f_{bkg}^{SS}, f_{bkg}^{OS}$

事象選択基準を通過した全ダイレプトン事象候補中、信号 (同電荷ダイレプトン信号、反電荷ダイレプトン信号の和)、同電荷ダイレプトン事象バックグラウンド、反電荷ダイレプトン事象バックグラウンドの  $N_{tot}$  に対する割合。3つの要素の和は全ダイレプトン事象候補数 ( $N_{tot}$ ) なので、

$$f_{sig} + f_{bkg}^{SS} + f_{bkg}^{OS} = 1 \quad (5.19)$$

を満たす。 $f_{bkg}^{SS}$  と  $f_{bkg}^{OS}$  はフィット時に  $\Delta m_d$  と同様に変数として扱われた。図 5.6 や図 5.9 で示した様に、モンテ・カルロ計算とデータとの僅かな不一致を考慮して総バックグラウンド数の割合をフィットの変数とし、バックグラウンド事象数による不定性を補った。

(4)  $P_{\beta^0}^{l^+l^+}(\Delta t_{smear}), P_{\beta^0}^{l^+l^-}(\Delta t_{smear}), P_{\beta^\pm}^{l^+l^-}(\Delta t_{smear})$

それぞれ理論計算式 (2.19)、式 (2.20)、式 (2.21) を基本に構成される信号  $\Delta t$  分布関数である。理論計算式との相違は、式 (5.20) で表される様に、検出器の有限分解能を考慮し、より現実的な分布としたことである。それを  $\Delta t_{smear}$  で表現した。

$$P(\Delta t_{smear}) = \int g(\Delta t_{smear} - \Delta t) P_{theory}(\Delta t) d(\Delta t) \quad (5.20)$$

関数  $g(\Delta t_{smear} - \Delta t)$  は、 $\Delta t$  測定値の検出器分解能を表す関数 (応答関数) で、第 5.6.1 章にて詳細を記述する。

(5)  $B^{l^+l^-}(\Delta t_{smear}), B^{l^+l^+}(\Delta t_{smear})$

バックグラウンド事象が形成する  $\Delta t$  分布の関数系を表す。この分布の導出は、モンテ・カルロ計算に頼った。詳しい関数系定義は第 5.6.2 章で記述する。これらの関数は、規格化により全範囲積分が 1 となるように定義された。

式 (5.10)~式 (5.13) のそれぞれの分布のを積分値は、ここでは、表 5.3 に表される積分ルミノシティ  $5.1fb^{-1}$  で収集が期待されるそれぞれの事象数になる。

ダイレプトン事象タイプ	事象数
同電荷 $B_d^0$ 「混合事象」 信号 バックグラウンド	$f_{sig} N_{tot} R_0^{l^+l^+} \chi_d$ $f_{bkg}^{SS} N_{tot}$
反電荷 $B_d^0$ 「非混合事象」 信号 $B^\pm$ 信号 バックグラウンド	$f_{sig} N_{tot} R_0^{l^+l^-} (1 - \chi_d)$ $f_{sig} N_{tot} R_\pm^{l^+l^-}$ $f_{bkg}^{OS} N_{tot}$

表 5.3: 式 (5.10)~式 (5.13) で定義されたダイレプトン事象から予想される獲得事象数

### 5.6.1 応答関数

式 (5.20) で示した様に、理論計算式  $P_{theory}(\Delta t)$  と有限分解能を含んだ測定量  $P(\Delta t_{smear})$  との相関は、正しい測定器分解能  $g(\Delta t)$  の評価がなされれば正しく理解できる。この分解能はモンテ・カルロ計算から容易に見積もることができるが、実際のデータを用いた評価は信頼性が高い。データを用いた  $\Delta z$  分解能の評価を以下に行なう。

最初に、ダイレプトン事象信号の  $\Delta t$  分解能をモンテ・カルロ計算を用いて評価した。図 5.11 は、選択基準を通過したダイレプトン事象信号のみの  $\Delta z$  残差 ( $\Delta z_{det} - \Delta z_{true}$ ) を表す。 $\Delta z_{true}$  は、事象生成シミュレーターの出力から算出された正確な  $\Delta z$  を表し、 $\Delta z_{det}$  は、再構成後の  $\Delta z$



を表す。図 5.11 左図中の曲線は図中のパラメータで表現される 3 重ガウス分布関数によるフィット関数示す。3 重ガウス関数のそれぞれのガウス成分の持つ意味は、以下のように理解できる。

- 3 重ガウス分布のうち、広い幅をもつ成分は飛跡再構成やレプトン生成点測定の失敗により大きく値を間違えたものによる分布である。
- 残りの 2 つのガウス成分は、純粋に  $\Delta z$  分解能を決定する成分である。

3 重ガウス全体から見積もられる自乗平均値は、 $167\mu\text{m}$  であり、そのうち  $\Delta z$  分解能を決定する成分のみによる自乗平均は  $138\mu\text{m}$  であった。

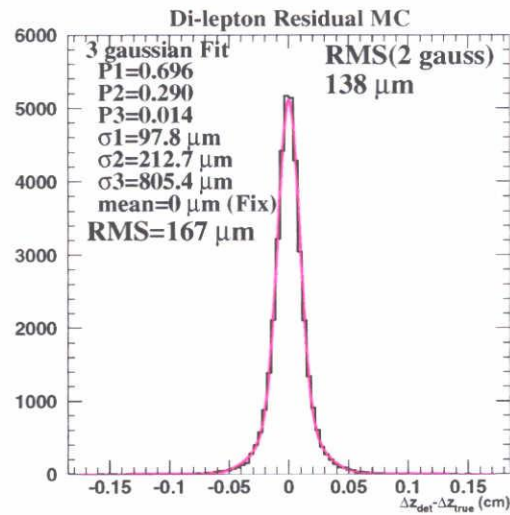


図 5.11: ダイレプトン事象信号の  $\Delta z$  分解能

次に、力学的にダイレプトン事象と類似した事象による実験データを用いて、 $\Delta z$  測定誤差の評価を行なった。具体的には、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象のレプトン対の生成点の差 ( $\Delta z$ ) 分布を用いる。 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象の 2 つのレプトン生成点は同じなので、検出器分解能が無限に良ければ、 $\Delta z$  は  $0\mu\text{m}$  である。つまり、 $\Delta z$  の測定値に何らかの値を持つのは、 $\Delta z$  の測定誤差によるものである。この事象がダイレプトン事象  $\Delta z$  分解能評価に適している理由を以下に挙げる。

- $J/\psi$  は B 中間子の崩壊仮定から生成され、生成と同時に即座に崩壊する。よって、同じビーム衝突点条件 (5.5 章参照) が使用できる。
- $J/\psi$  から得られるレプトン対は、ダイレプトン信号事象とほぼ同じ運動量 ( $1.1\text{ GeV}/c \leq p^* \leq 2.3\text{ GeV}/c$ ) を持つ。

$J/\psi$  事象の選択には、基本的に運動力学的条件を同じにする為、ダイレプトン事象選択基準と同じ選択を行なう。具体的には、第 5.4 章で記したダイレプトン事象選択基準 2 と 7 以外の全選

択を行なう。事象選択基準7を適用しないのは、 $J/\psi$  事象の2つのレプトン角の相関が  $J/\psi$  事象数を減らすことを防ぐ為である。ダイレプトン事象選択基準7を行なうのとならないのとで倍の統計数が得られ、 $\Delta z$  分解能の相違(自乗平均により評価)はフィットによる誤差に比べ充分小さかった。

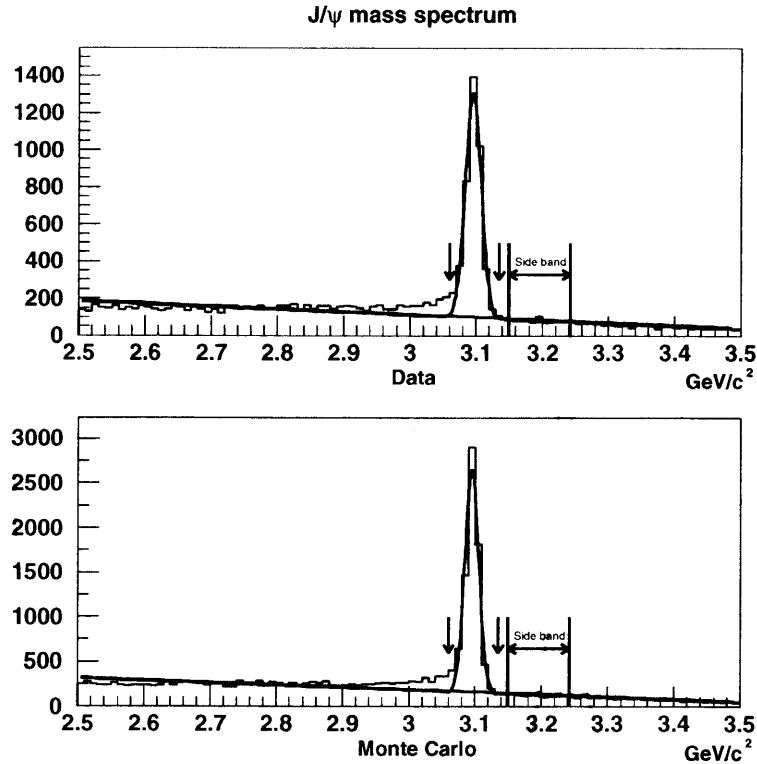


図 5.12: ダイレプトン不変質量分布。  $e^+e^-$  と  $\mu^+\mu^-$  の分布を足し合わせた。上図はデータ、下図はモンテ・カルロ計算。質量ピーク周辺領域はガウス分布関数で、  $M_{l+l-} \geq 3.15 \text{ GeV}/c^2$  の領域は直線でフィットを行なった。 $J/\psi$  質量ピーク値から  $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$  の領域(図中の2つの矢印の間; 領域1)を  $J/\psi$  候補データとして  $\Delta z$  分布を作成した。 $3.15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{l+l-} < 3.24 \text{ GeV}/c^2$  領域(図中"side band"と記した部分; 領域2)は、 $J/\psi$  候補以外のデータとして  $\Delta z$  分布を作成した。

事象選択後の2つのレプトン ( $e^+e^-$  と  $\mu^+\mu^-$ ) の不変質量分布を図 5.12(上図:データ、下図:モンテ・カルロ計算) に示す。不変質量分布は、質量ピーク周辺領域はガウス分布関数でフィットを行ない、  $M_{l+l-} \geq 3.15 \text{ GeV}/c^2$  の領域は直線でフィットを行なった。

$\Delta z$  分布作成に当たり、2箇所分布の用意を行なった。

(領域1)  $J/\psi$  質量ピーク値 ( $=3.096 \text{ GeV}/c^2$ ) から  $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$  以内の領域

(領域2)  $3.15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{l+l-} < 3.24 \text{ GeV}/c^2$  領域領域1は、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  候補の分布に対応する。しかし、領域1内のガウス関数領域の面積は同領域内の全事象数の85%程度である。つまり、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  以外の事象を15%含んでいる。この事象の寄与の見積りに領域2の事象を用いる。領域2の選択範囲の上限は領域1の直線フィット関数の占める面積と同じになるように

決定する。

領域1の $\Delta z$ 分布から、領域2の $\Delta z$ 分布の分布を差し引いて、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 事象の $\Delta z$ 分布とする。図5.13(左図:モンテ・カルロ計算、右図:データ)は、 $\Delta z$ 分布と、3重ガウス関数によるフィットの結果を表す。

図5.13の左図と図5.11を比較すればわかるように、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 事象による $\Delta z$ 分布とダイレプトン事象による $\Delta z$ 残差分布は類似している。これは力学的構造がお互い似ており、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 事象による $\Delta z$ 分布がダイレプトン事象の分解能の評価に適切であることが理解できる。

また、図5.13の2つの図から明らかな様に、モンテ・カルロ分布とデータ分布に違いが見られる。具体的には、分解能を決定する2つのガウス成分による自乗平均はデータが $147 \mu\text{m}$ と、モンテ・カルロ計算が $138 \mu\text{m}$ であるのに比べ、 $10 \mu\text{m}$ 程度精度が悪い結果を得た。この原因は検出器配置の予測値との微妙な相違等が挙げられる。

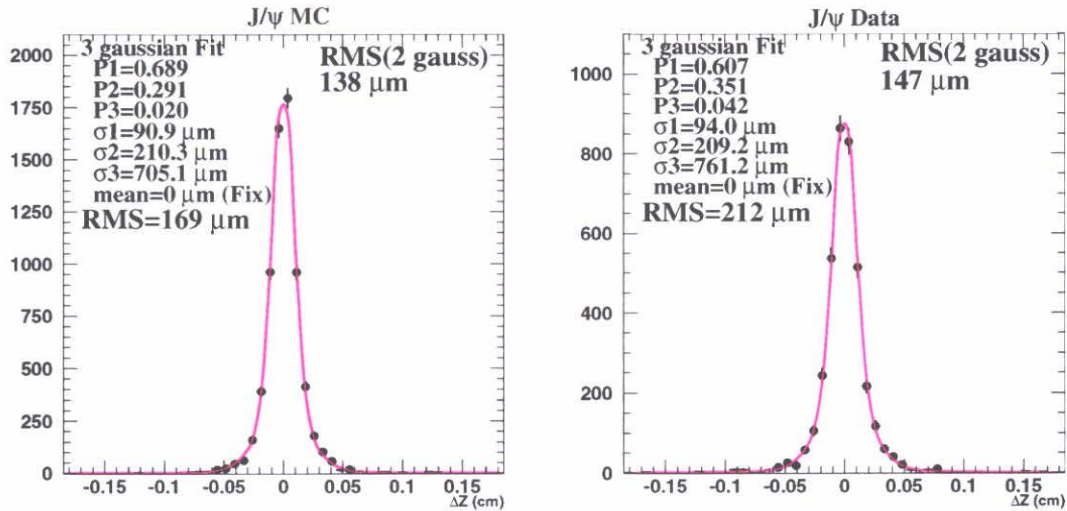


図 5.13:  $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象の2つのレプトンの生成z位置の差( $\Delta z$ )分布。具体的には、図5.12の領域1と領域2の $\Delta z$ 分布の差分布である。左図はデータ、右図はモンテ・カルロ計算。図中に、3重ガウス分布によるフィット関数曲線とそのパラメータを記す。さらに3重ガウス分布から見積もった自乗平均も同様に記す。

以上のことから、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 事象データの $\Delta z$ 残差分布の3重ガウス関数を式(5.20)応答関数として使用した。

### 5.6.2 バックグラウンド分布

バックグラウンドの関数構成は、式(5.11)、式(5.13)にて定義した。従って、バックグラウンド総数と信号総数の比( $f_{bkg}^{SS}$ 、 $f_{bkg}^{OS}$ )の不定性はフィット結果の誤差として反映する。バックグラウンド分布の導出はモンテ・カルロ計算に頼った。バックグラウンドの主な寄与は、

	2重ガウス成分による RMS ( $\mu\text{m}$ )	3重ガウス成分による RMS ( $\mu\text{m}$ )
ダイレプトン信号残差 (モンテ・カルロ計算)	138	167
$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 事象 (データ)	147	212
$J/\psi \rightarrow l^+l^-$ 事象 (モンテ・カルロ計算)	138	169

表 5.4: モンテ・カルロ計算とデータによる分解能の評価。ダイレプトン信号の残差から得られる自乗平均と  $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象のレプトン対による自乗平均をまとめた。

1. 2次レプトン
2. 偽レプトン
3. コンティニューム事象によるレプトン

であることは第 5.4 で既に述べた。各々のバックグラウンド起源の割合を正しく評価し、そのそれぞれに対して正しい分布関数を作成することが要求される。本節でそれについて記述する。

### 補正定数

#### (1) 2次レプトンによるバックグラウンド事象

2次レプトンによるバックグラウンドは包含的であるが、多くの場合 B 中間子崩壊過程は D 中間子を経由するので、その量を知ることは重要である。さらに、 $D^0$  と  $D^\pm$  の平均寿命は、B 中間子と同程度であり、且つ 2 倍程度の相違があるため ( $\tau_{D^0} = 0.4126 \pm 0.0028$  ps,  $\tau_{D^\pm} = 1.051 \pm 0.013$  ps)、B 中間子の崩壊で生成した D 中間子の総数は  $\Delta t$  分布に大きな影響を及ぼすと考えられる。B 中間子の D 中間子崩壊分岐比として、以下の値で示される CLEO 実験の測定結果を用いて、モンテ・カルロ計算で生成した中性および荷電 D 中間子総数の補正を行なった。

$$\begin{aligned} B(B \rightarrow D^\pm X) &= (23.5 \pm 2.7)\% \\ B(B \rightarrow D^0 X) &= (63.6 \pm 2.3)\% \quad [30] \end{aligned}$$

#### (2) 偽レプトンによるバックグラウンド事象

粒子の確定した、 $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  事象を用いて、 $\pi$  中間子をレプトンと誤って同定する割合を調べた。その結果は、モンテ・カルロ計算の見積りに比べ  $(10 \pm 35)\%$  小さいことが判明した。よって、モンテ・カルロ分布の偽レプトンの量を 10%減らすべく補正した。

## (3) コンティニューム・バックグラウンド事象

ハドロン事象選択による  $\Upsilon(4S)$  事象の選択効率と、コンティニューム事象の選択効率をモンテ・カルロ計算により見積もり、その結果から、on-resonance データに含まれる  $\Upsilon(4S)$  事象数 ( $N(\Upsilon(4S))$ ) と、コンティニューム事象数 ( $N(q\bar{q})$ ) の比を得た。その結果は

$$\frac{N(q\bar{q})}{N(\Upsilon(4S))} = 3.66 \pm 0.37 \quad [31]$$

であった。この事象比に基づいて、コンティニュームバックグラウンド事象の  $\Delta t$  分布を作成した。

分布(1)  $\Delta t$  分布 ( $B^{l^+l^-}(\Delta t_{smear})$ ,  $B^{l^\pm l^\pm}(\Delta t_{smear})$ )

以下の観点からバックグラウンド事象の  $\Delta t$  分布を2種の関数をもとに構成する。

$b \rightarrow c \rightarrow l$  の崩壊チェーンによる2次レプトンと1次レプトン ( $\bar{b} \rightarrow l$ ) とで構成される  $\Delta t$  分布は  $b$  クォークハドロンと  $c$  クォークハドロンの崩壊分布の和の分布になる。各々の崩壊分布は、

$$\exp(-\alpha\Delta t) \otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t) \quad (5.21)$$

と表現できる。ここで、" $\otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t)$ " で表現したのは、応答関数で測定器分解能の効果をj入れることを意味する(式(5.20))。

一方、平均寿命の短い粒子から生成したレプトン、例えば、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  のレプトン対、或いは、コンティニューム事象から生成するレプトンは、近似的に、或いは厳密に同一点からレプトンが生成しているので  $\Delta t$  分布は0を中心としたデルタ関数的な分布になる。検出器分解能を考慮した、

$$\delta(\Delta t) \otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t) \quad (5.22)$$

で示される分布となる。

バックグラウンドの  $\Delta t$  分布は、上述した様々な崩壊過程の足し合わせとデルタ関数的な要素の寄与が混合したものであり、原理的には式(5.21)と式(5.22)の無限級数的な表現法で再現できる。しかし、それは現実的ではないので、ここでは、分布の似た幾つかのバックグラウンドに分け、式(5.21)と式(5.22)を基礎とする分布関数を基に全体のバックグラウンド分布を作成した。

具体的には、① 中性  $B$  中間子対の崩壊チェーンによるものか、② 荷電  $B$  中間子対の崩壊チェーンによるものか、③ コンティニューム事象によるものかで分類を行なった。コンティニューム事象による  $\Delta t$  は、 $B$  中間子のそれよりも小さい。

更に、B 中間子対の崩壊によるバックグラウンドも、④ 2つのレプトンが同じ B 中間子から派生してきたものか、⑤ 異なる B 中間子から派生してきたものかでその分布を分類した。2つのレプトンが同じ B 中間子から派生したものであれば、B 中間子の飛行距離分は打ち消されるので  $\Delta t$  分布の幅は鋭くなる。一方、異なる B 中間子から派生したダイレプトンバックグラウンド事象ならば、B 中間子の飛行距離とその他の粒子の飛行距離が共に分布に寄与するので、 $\Delta t$  分布の幅は広がる傾向にある。

これまで記述したことを考慮し、以下に各バックグラウンドの関数型を記す。

(a) 同電荷ダイレプトン事象

$$B^{l^\pm l^\pm}(\Delta t_{smear}) = \sum_{i=1}^3 \varepsilon_i^{l^\pm l^\pm} B_i^{l^\pm l^\pm}(\Delta t_{smear}) \quad (5.23)$$

$$B_i^{l^\pm l^\pm}(\Delta t_{smear}) = \begin{cases} \frac{1}{2\alpha_i} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\alpha_i}\right) \otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t) & (i = 1, 2) \\ \left(\frac{p_i^c}{2\alpha_i} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\alpha_i}\right) + p_i^d \delta(\Delta t)\right) \otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t) & (i = 3) \end{cases} \quad (5.24)$$

i=1;  $B_d^0 B_d^0 (\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0)$  又は  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  事象から派生するバックグラウンド事象

i=2;  $B^+ B^-$  事象から派生するバックグラウンド事象

i=3; コンティニューム事象から派生するバックグラウンド事象

(b) 反電荷ダイレプトン事象

$$B^{l^+ l^-}(\Delta t_{smear}) = \sum_{i=1}^5 \varepsilon_i^{l^+ l^-} B_i^{l^+ l^-}(\Delta t_{smear}) \quad (5.25)$$

$$B_i^{l^+ l^-}(\Delta t_{smear}) = \begin{cases} \frac{1}{2\alpha_i} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\alpha_i}\right) \otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t) & (i = 1, 3) \\ \left(\frac{p_i^c}{2\alpha_i} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\alpha_i}\right) + p_i^d \delta(\Delta t)\right) \otimes g(\Delta t_{smear} - \Delta t) & (i = 2, 4, 5) \end{cases} \quad (5.26)$$

i=1;  $B_d^0 B_d^0 (\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0)$  又は  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  事象で異なる B 中間子から派生するバックグラウンド事象

i=2;  $B_d^0 B_d^0 (\bar{B}_d^0 \bar{B}_d^0)$  又は  $B_d^0 \bar{B}_d^0$  事象で同じ B 中間子から派生するバックグラウンド事象

i=3;  $B^+ B^-$  事象で異なる B 中間子から派生するバックグラウンド事象

i=4;  $B^+ B^-$  事象で同じ B 中間子から派生するバックグラウンド事象

i=5; コンティニューム事象から派生するバックグラウンド事象

$\varepsilon_i^{l^\pm l^\pm}$  ( $\varepsilon_i^{l^+ l^-}$ ) で示す定数は全同電荷ダイレプトン (反電荷ダイレプトン) バックグラウンド中に占めるそれぞれのバックグラウンド源の割合を表す。この値はモンテ・カルロ計算で

得られた値を採用した。また、式 (5.24)、式 (5.26) 中の  $p_i^e$ 、 $p_i^d$ 、 $\alpha_i$  はフィットにより決定する変数である。

バックグラウンド分布の応答関数 ( $g(\Delta t_{smear} - \Delta t)$ ) として、第 5.5.1 章で記した  $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象モンテ・カルロ計算の 3 重ガウス分布関数を用いた。

モンテ・カルロ計算によるバックグラウンド  $\Delta z$  分布と上に記した手法で得られたバックグラウンドフィット関数のパラメータと分布を表 5.5 と図 5.14 にそれぞれ示す。

第 5.6.1 章で記述したデータとモンテ・カルロ計算との  $\Delta t$  分解能の不一致を考慮して、フィットで得られたパラメータはその値を使い、応答関数部分のパラメーターを  $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象データの 3 重ガウス関数に切替えることにより、データのバックグラウンド分布とみなした。

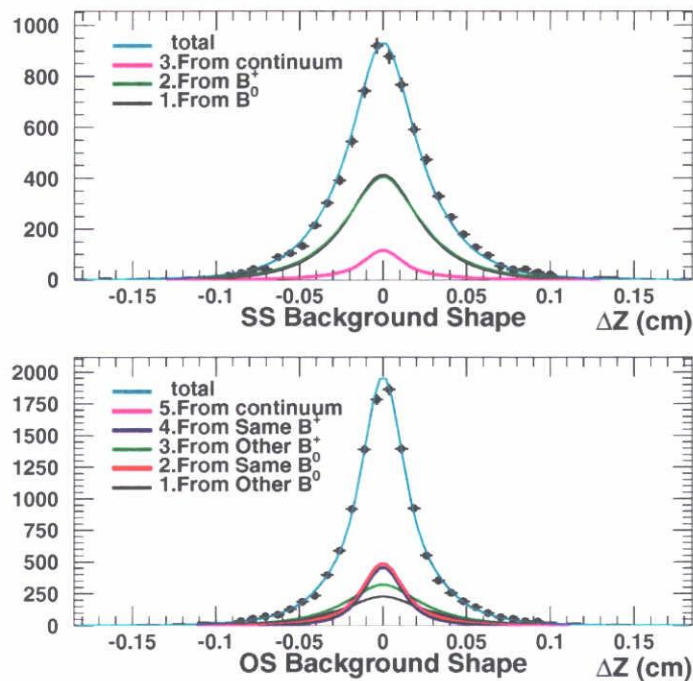


図 5.14: バックグラウンド分布 ( $\Delta m_d = 0.464 \text{ ps}^{-1}$ )。上図が同電荷ダイレプトン事象。下図が反電荷ダイレプトン事象。プロットはモンテ・カルロ計算から得られた分布を表し、曲線はフィットによる関数を表す。色分けで様々なバックグラウンド源を示した。

(2) バックグラウンド分布の  $\Delta m_d$  依存

中性 B 中間子の崩壊過程から派生するバックグラウンドの  $\Delta t$  分布は、 $\Delta m_d$  に依存するはずである。しかしながら、バックグラウンド  $\Delta t$  分布に  $\Delta m_d$  を変数に持たせて分布関数

$i$	$\varepsilon_i$	$\alpha_i$ (ps)	$p_i^e$	$p_i^d$
1	0.45	1.56	-	-
2	0.46	1.66	-	-
3	0.09	1.65	0.54	0.46

$i$	$\varepsilon_i$	$\alpha_i$ (ps)	$p_i^e$	$p_i^d$
1	0.18	1.84	-	-
2	0.21	1.08	0.61	0.39
3	0.23	1.64	-	-
4	0.18	0.787	0.55	0.45
5	0.20	1.65	0.54	0.46

表 5.5: バックグラウンド分布フィット関数のパラメータ (左: 同電荷ダイレプトン事象, 右: 反電荷ダイレプトン事象)。入力値  $\Delta m_d = 0.464 \text{ ps}^{-1}$  のモンテ・カルロ分布のフィットによる変数を示す。

を作成することは不可能である。何故なら、様々な寄与を持つバックグラウンド分布それぞれに  $\Delta m_d$  依存関数を割り当てることは不可能だからである。そこで、 $\Delta m_d = 0.464 \text{ ps}^{-1}$ 、 $\Delta m_d = 0.423 \text{ ps}^{-1}$  を入力値とした 2 つのモンテ・カルロ  $\Delta t$  分布を用意し、式 (5.6.2) で表される様な線形外挿を実行した。比較の為、 $\Delta m_d = 0.423 \text{ ps}^{-1}$  を入力としたバックグラウンド分布のフィット変数の収束値を表 5.6 に記す。

線形外挿は  $\Delta t$  分布、バックグラウンド事象数の両方に適用し、バックグラウンド分布に  $\Delta m_d$  依存を加える補正を行なった。

$$B(\Delta t; \Delta m_d) = \xi B(\Delta t; \Delta m_d = 0.464) + (1 - \xi) B(\Delta t; \Delta m_d = 0.423) \quad (5.27)$$

但し、 $\xi$  を以下で定義する。

$$\xi \equiv \frac{\Delta m_d (\text{ps}^{-1}) - 0.423}{0.464 - 0.423}$$

$i$	$\varepsilon_i$	$\alpha_i$ (ps)	$p_i^e$	$p_i^d$
1	0.46	1.47	-	-
2	0.45	1.66	-	-
3	0.09	1.65	0.54	0.46

$i$	$\varepsilon_i$	$\alpha_i$ (ps)	$p_i^e$	$p_i^d$
1	0.17	1.88	-	-
2	0.21	1.19	0.50	0.50
3	0.23	1.64	-	-
4	0.18	0.787	0.55	0.45
5	0.21	1.65	0.54	0.46

表 5.6: バックグラウンド分布フィット関数のパラメータ (左: 同電荷ダイレプトン事象, 右: 反電荷ダイレプトン事象)。入力値  $\Delta m_d = 0.423 \text{ ps}^{-1}$  のモンテ・カルロ分布のフィットによる変数を示す。



### 5.6.3 結果

第5.6章で記述した分布関数(式(5.10)~式(5.13))を  $N_{tot}$  で割った関数は、それぞれの確率密度関数を表す。従って、信号、バックグラウンド全てを含む確率密度関数

$$\mathcal{F}_{tot}(\Delta t; \Delta m_d, f_{bkg}^{SS}, f_{bkg}^{OS}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{tot}} (\mathcal{F}_{sig}^{SS}(\Delta t) + \mathcal{F}_{bkg}^{SS}(\Delta t)) & (\text{同電荷ダイレプトン}) \\ \frac{1}{N_{tot}} (\mathcal{F}_{sig}^{OS}(\Delta t) + \mathcal{F}_{bkg}^{OS}(\Delta t)) & (\text{反電荷ダイレプトン}) \end{cases} \quad (5.28)$$

をフィット関数として用い、同電荷及び反電荷ダイレプトン事象データの  $\Delta t$  分布のフィットを行った。

式(5.28)にて明記した通り、フィット時の浮動変数は  $\Delta m_d$ 、 $f_{bkg}^{SS}$ 、 $f_{bkg}^{OS}$  の3つとした。その他の数値は第5.6章で記した物理定数、或いはモンテ・カルロ計算から見積もった数値を用いた。

全ダイレプトン事象が、 $\Delta t_1$ 、 $\Delta t_2$ 、 $\Delta t_3 \dots \Delta t_{N_{tot}}$  の測定値組を持つ確率密度は各事象の確率密度の積で表される。(尤度関数;  $\mathcal{L}(\Delta m_d, f_{bkg}^{SS}, f_{bkg}^{OS})$ )

$$\mathcal{L}(\Delta m_d, f_{bkg}^{SS}, f_{bkg}^{OS}) \equiv \prod_i \mathcal{F}_{tot}(\Delta t_i; \Delta m_d, f_{bkg}^{SS}, f_{bkg}^{OS}) \quad (5.29)$$

尤度関数の値が最大となる、つまりは、 $-2 \ln \mathcal{L}(\Delta m_d, f_{bkg}^{SS}, f_{bkg}^{OS})$  が最小となるパラメータの組 ( $\tilde{\Delta m}_d, \tilde{f}_{bkg}^{SS}, \tilde{f}_{bkg}^{OS}$ ) がフィットによる最適値(つまりは測定値)となる。

$|\Delta z| < 1.85 mm (|\Delta t| < 1.85/c\beta\gamma \text{ (sec)})$  の範囲で行なったフィットにより、

$$\Delta m_d = 0.483 \pm 0.014 \text{ ps}^{-1}$$

の結果を得た。他のパラメータは、 $f_{bkg}^{SS} = 0.119 \pm 0.003$ 、 $f_{bkg}^{OS} = 0.233 \pm 0.022$  であった。データとフィットにより得られた分布を図5.15に記す。図5.16に、同電荷ダイレプトン事象数と反電荷ダイレプトン事象数の非対称分布

$$A(\Delta z) = \frac{N^{+-}(\Delta z) - N^{\pm\pm}(\Delta z)}{N^{+-}(\Delta z) + N^{\pm\pm}(\Delta z)} \quad (5.30)$$

を示した。第2.2章で記した通り、明らかな振動を確認することができた。

## 5.7 $\Delta m_d$ 測定値の評価と系統誤差

### 5.7.1 $\Delta m_d$ 測定値の正当性

図5.17は、 $0.42 \text{ ps}^{-1} < \Delta m_d < 0.52 \text{ ps}^{-1}$  に於ける尤度値  $-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_{min}$  を示す ( $\mathcal{L}_{min}$  は収束点での尤度値)。分布は2次関数的で、収束点以外の場所で極小値を持っていない。よって、安定なフィットが実行できたと結論できる。

次に、図5.15を100個のビンに分けて以下の式あらわされる  $\chi^2$  値を見積もった。

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^{100} \left( \frac{N_{\Delta z data}^i - N_{\Delta z fit}^i}{\sigma_{N_{\Delta z data}}^i} \right)^2$$

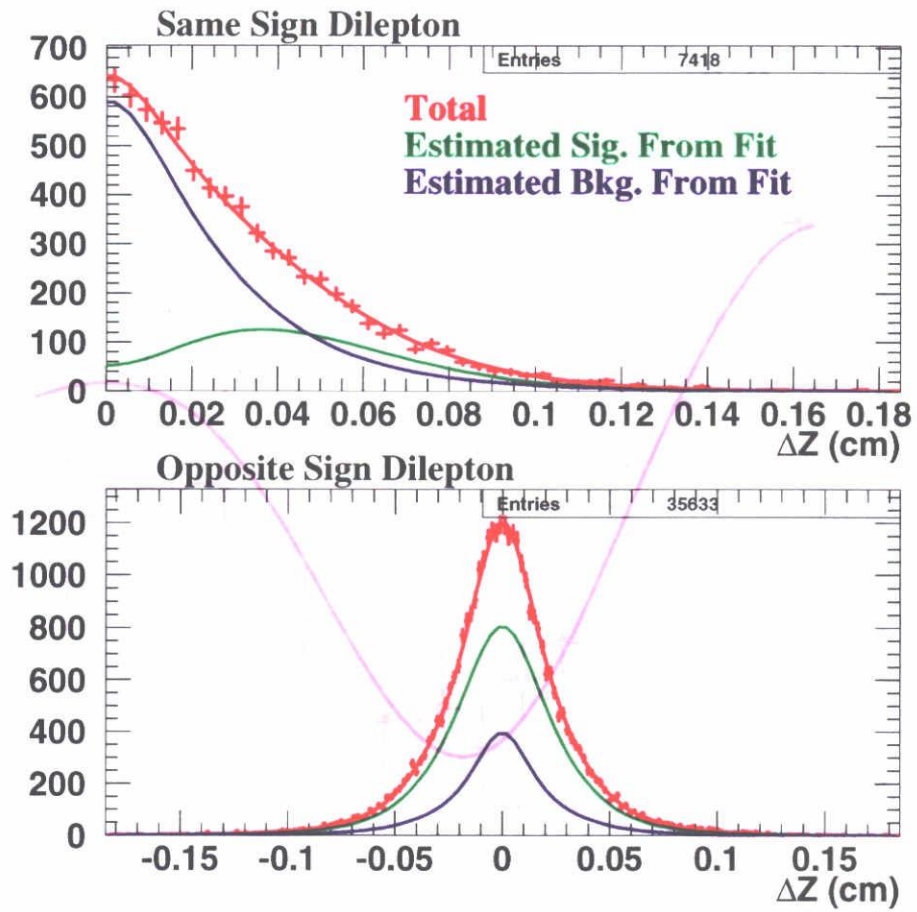


図 5.15:  $\Delta z$  フィットの分布。上図が同電荷ダイレプトン事象で下図が反電荷ダイレプトン事象。プロットはデータ点を示し、曲線がフィット関数を示す。色分けでフィットにより見積もられる信号とバックグラウンドの関数も重ねた。

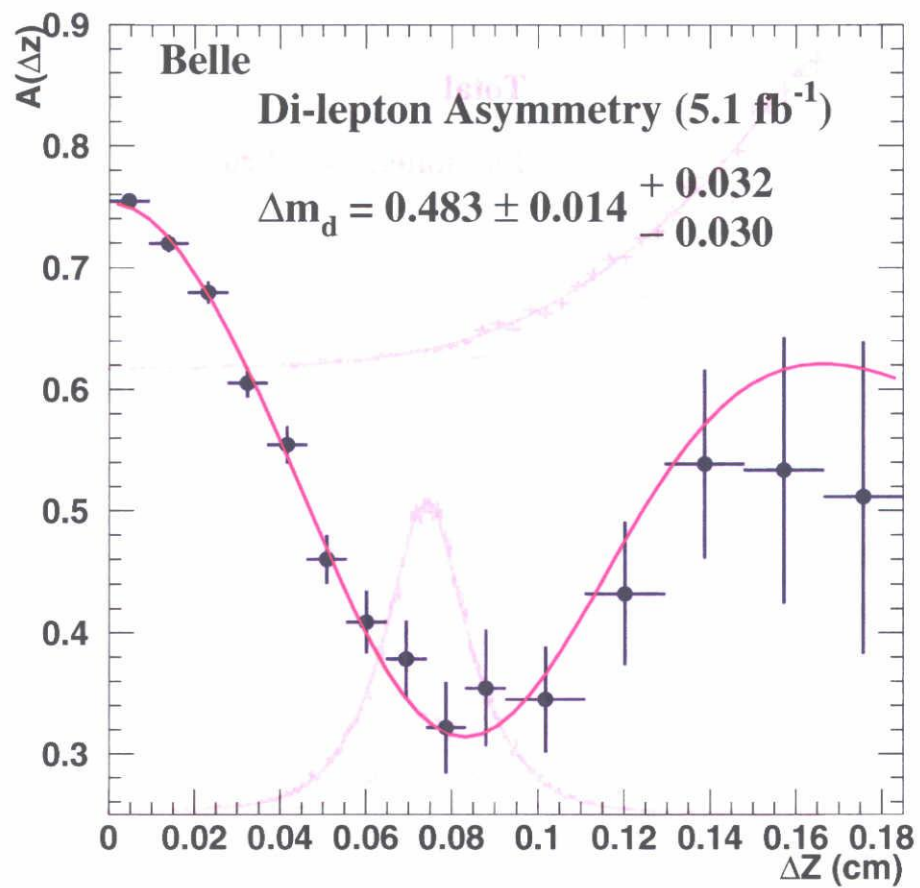


図 5.16:  $A(\Delta z)$  分布。プロットはデータ点から計算した  $A(\Delta z)$ 、曲線は図 5.15 の曲線から算出した  $A(\Delta z)$ 。この分布においてもフィットとデータはよく一致している。

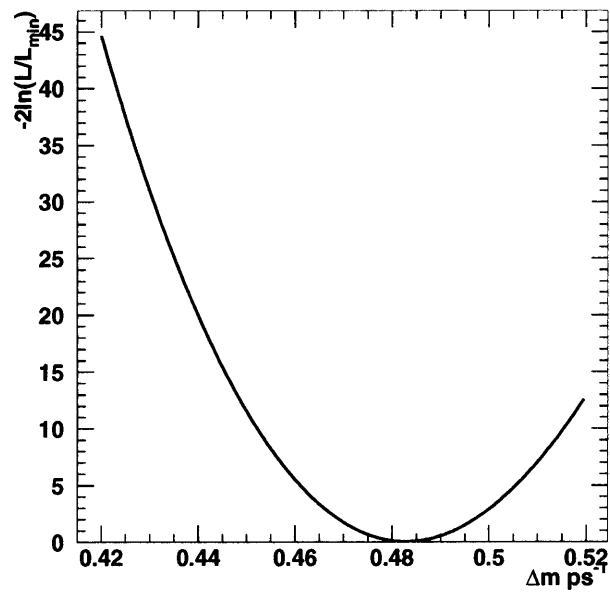


図 5.17: 収束点 ( $\Delta m_d = 0.483$ ) を 0 とした時の各  $\Delta m_d$  に於ける尤度関数の対数值 ( $-2 \ln \mathcal{L} / \mathcal{L}_{min}$ ) を示す。

結果は  $\chi^2 = 104.1$  (自由度:  $100 - 1$ ) であった。統計的に適当なフィットが実行されていることが確認できた。

更に、“簡素”なモンテ・カルロ計算を用いた評価を行なった。

信号、バックグラウンドを含むダイレプトン事象の  $\Delta z$  値を確率密度関数 (式 (5.28)) に従って 10000 事象生成した。各事象の生成事象数比は、表 5.3 の比率と同等である。全てのパラメータは、データ解析時と同じものを使用し、 $\Delta m_d$  を代表とする3つのフィット変数は、データのフィットで獲得した値を仮定した ( $\Delta m_d = 0.483\text{ps}^{-1}$ ,  $f_{bkg}^{SS} = 0.119$ ,  $f_{bkg}^{OS} = 0.233$ )。

この事象にデータ解析時と同じフィットを行ない、出力の確認を行なった。

これを 400 回繰り返した時のフィットの出力値のふらつきと  $\Delta m_d$  値の残差を測定誤差で割った分布を図 5.18 に記す。出力の中心値は  $\Delta m_d = 0.486$  で統計誤差の範囲内で入力値に等しい。さらに残差を測定誤差で割った分布のガウスフィットによる標準偏差はほぼ 1 となっており、フィットで見積もられた統計誤差は適当な値であることを示している。実際データで得た統計数 (42465 事象) とモンテ・カルロ事数 (10000 事象) とは約 4 倍統計量が異なるので、そのモンテ・カルロによるエラーを単純にスケールすると、 $0.03/\sqrt{4} \sim 0.015$  となりデータの統計エラーと同程度となる。

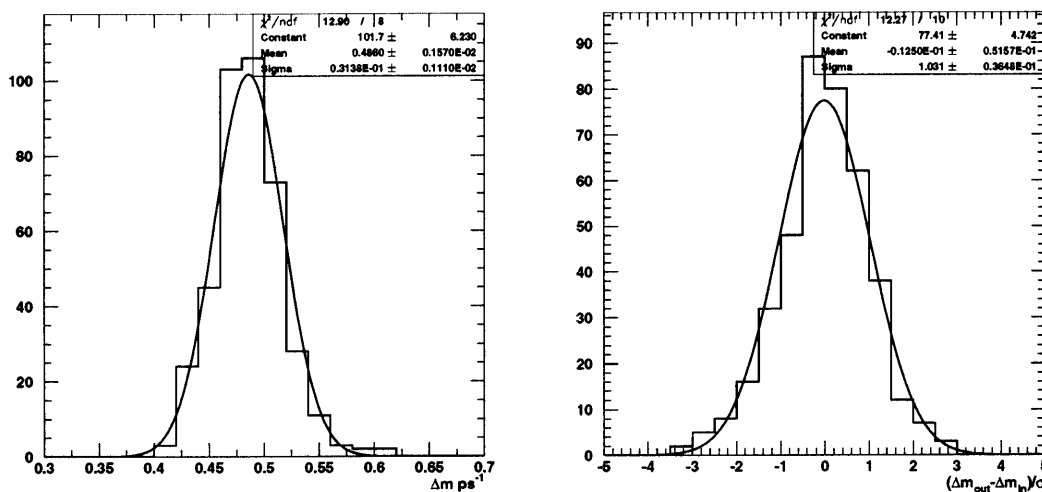


図 5.18: 簡素シミュレーターによる  $\Delta m_d$  出力値と残差を誤差で割った分布。

最後にこのモンテ・カルロ計算を用いて、データのフィットの最もらしさを確認した。図 5.19 はモンテ・カルロ計算の最尤値を 42465 事象に於ける値に変換しデータで得られた最尤値と比較を行なったものである。具体的な数式で示すと、 $-2 \ln \mathcal{L}_{MC} / \mathcal{L}_{data}$  である。この分布の値が正になる部分の面積比がフィットの“最もらしさ”を表す量を表し、その値は 57% であった。これは前で示した、 $\chi^2$  値とほぼ一致した結果と言える。

以上の正当性に関する評価から、フィットは正しく収束していると結論できる。

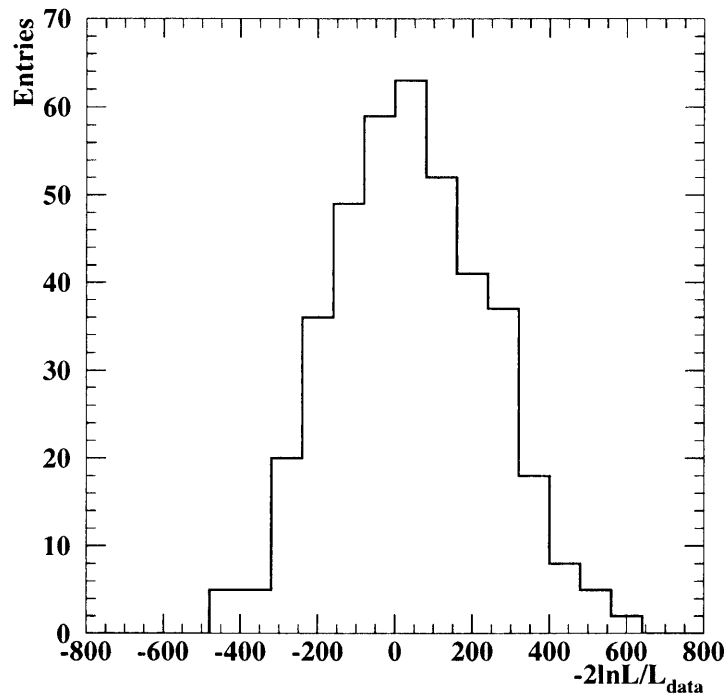


図 5.19:  $-2 \ln L/L_{data}$  分布

### 5.7.2 系統誤差

考慮すべき系統誤差は、大きく分けて B 中間子平均寿命などの物理定数、応答関数、バックグラウンド分布の誤差の 3 つによるものである。

本解析では、基本的に、パラメータの測定誤差 ( $\sigma$ ) 分だけ値を動かしてから、同じフィットを繰り返し、 $\Delta m_d$  の変化量を確認することで系統誤差を見積もることができる。

それと同時に事象選択によって、 $\Delta m_d$  測定値に変化が起きるか否かの確認もしておく必要がある。

以下に本解析で行なった系統誤差の見積りの議論を順番に行なっていく。

物理定数 ( $f_{\pm}/f_0$ ,  $\tau_{B_d^0}$ ,  $\tau_{B_d^0}/\tau_{B^{\pm}}$ )

物理定数は以下の 3 つの値を用いた。

- $f_{\pm}/f_0 = 1.05 \pm 0.08$
- $\tau_{B_d^0} = 1.548 \pm 0.032$  ps
- $\tau_{B_d^0}/\tau_{B^{\pm}} = 1.06 \pm 0.03$

それぞれの定数に対して  $\pm\sigma$  ずらして、フィットを繰り返した。定数値の変更により、バックグラウンド分布なども変更を加え補正を行なった。

### 応答関数

応答関数は3重ガウス分布(中心値は0で固定、6個のパラメータ)からなっている。その中のパラメータの1つに関しては  $\pm\sigma$  だけ値を動かし、残りの5つはもう1度3重ガウスフィットにより、値を定めた。新しくできた応答関数を用いて、 $\Delta m_d$  を測定し直した。これらの操作を全てのパラメータに関して行なった(6×2=12回)。12個全ての  $\Delta m_d$  変化量の自乗値を足し合わせた後、全体の平方根を取った値を系統誤差とした。

更に、 $\beta\gamma = 0.425$  の定数を使用したことによる  $\Delta t$  測定誤差(つまり、応答関数)の系統誤差を考慮した。 $\Delta t$  は式(5.3)から、 $\Delta z$  から測定が可能であることを記述した。しかしながら、第5.1章で記述した理由のため、 $\beta\gamma$  の値は広がりを持つ。この影響は応答関数に現れ、第5.6.1で示した応答関数に反映されていない。正確な  $\beta\gamma$  導出には、B中間子の運動量の測定を要し(式(5.5))、ダイレプトン解析では導出が不可能である。よって、モンテ・カルロ計算による系統誤差の見積りを行なった。

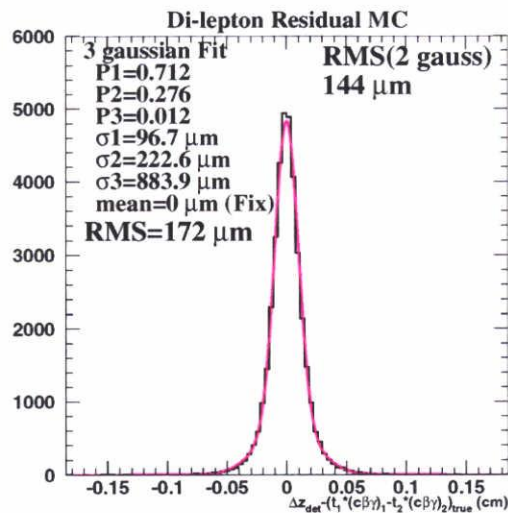


図 5.20: ダイレプトン事象信号の  $\Delta t$  分解能。  $\beta\gamma$  を B 中間子の運動量から導出した。

図 5.20 は、式 (5.3) で示した測定値  $\Delta z$  と定数の  $\beta\gamma$  による  $\Delta t$  と、事象生成シミュレーター出力のローレンツ因子と  $\Delta z$  から計算した正確な  $\Delta t$  との間の残差である。第 5.6.1 章の図との比較のため、 $c\beta\gamma$  倍して同じ次元にした。数式化すると

$$\left\{ \frac{\Delta z_{det}}{c\beta\gamma} - \left( \frac{z_1}{c(\beta\gamma)_1} - \frac{z_2}{c(\beta\gamma)_2} \right) \right\} \times c\beta\gamma \quad (5.31)$$

となる。 $(\beta\gamma)_i$  は B 中間子の運動量から計算した正しいローレンツ因子表す。図 5.11 との比較からわかるように応答関数に違いが見られる。よって、 $\beta\gamma$  による系統誤差として、応答関数に図 5.20 を用いて、 $\Delta t$  分布のフィットを行なった。第 5.6.1 章で示したモンテ・カルロ計算とデータの不一致性は、 $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象のデータから以下の式で表す様に評価し、応答関数のパラメーターにその値を反映させた。

$$(smear)^2 = (\sigma_{J/\psi}^{dat})^2 - (\sigma_{J/\psi}^{MC})^2 \quad (5.32)$$

$$(\sigma_{\Delta z})^2 = (\sigma_{\Delta z}^{MC})^2 + (smear)^2 \quad (5.33)$$

### バックグラウンド分布

バックグラウンド分布作成の際の定数は以下の通りである。

- 偽レプトン含有率のデータとモンテ・カルロ計算の相違比=(10 ± 35)%
- $B(B \rightarrow D^\pm X) = (23.5 \pm 2.7)\%$
- $B(B \rightarrow D^0 X) = (63.6 \pm 2.3)\%$
- $\frac{N(q\bar{q})}{N(\Upsilon(4S))} = 3.66 \pm 0.37$

これらをこれまでと同様  $\pm\sigma$  だけ変化させ、変動分を系統誤差として考慮した。

また、分布のフィット関数やモンテ・カルロ計算の統計量からの系統誤差の見積りを行なった。具体的には、バックグラウンド分布のフィットを式 (5.21) と式 (5.22) の代わりに 3 重ガウス分布を用いた。その時の結果は、 $\Delta m_d = 0.466 \pm 0.012 \text{ps}^{-1}$  であった。値の変化分をバックグラウンド分布の変化による系統誤差と考慮した。

本章で議論した系統誤差を表 5.7 でまとめる。

系統誤差も含めた  $\Delta m_d$  測定値は、

$$\Delta m_d = 0.483 \pm 0.014^{+0.032}_{-0.030} \text{ps}^{-1}$$

であった。



Source (uncertainty)	sys error (ps <sup>-1</sup> )
$f_{\pm}/f_0$ (1.05 ± 0.08)	±0.013
$B_d^0$ life time (1.548 ± 0.03 ps)	+0.007 -0.005
$\tau_{B^{\pm}}/\tau_{B_d^0}$ (1.062 ± 0.032)	+0.021 -0.019
Background fake rate (±35%)	±0.005
$B \rightarrow D^0 X$ branching fraction (±4.6%)	< ±0.001
$B \rightarrow D^{\pm} X$ branching fraction (±14.3%)	< ±0.001
Continuum components (±10%)	< ±0.001
Fitting function	±0.017
Response Function (triple gauss shape)	±0.004
Response Function( $\beta\gamma$ corr.& $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ )	±0.003
Total	+0.032 -0.030

表 5.7: 系統誤差。

**事象選択**

結果が事象選択の変更に対して均一であることを確認する為、以下に示すように事象選択基準を標準値から幾らか変化させ、 $\Delta m_d$  に与える影響を調査した。

- 第 5.3 章の選択基準 3 を  $0^\circ < \theta_{lab} < 180^\circ$  に変更
- 第 5.3 章の選択基準 3 を  $45^\circ < \theta_{lab} < 110^\circ$  に変更
- 第 5.3 章の選択基準 6 を  $1.3\text{GeV}/c < p^* < 2.3\text{GeV}/c$  に変更
- 第 5.3 章の選択基準 6 を  $1.5\text{GeV}/c < p^* < 2.3\text{GeV}/c$  に変更
- 第 5.3 章の選択基準 7 を  $-0.5 < \cos\theta_{ll}^* < 0.95$  に変更
- $ee$  事象のみ選択
- $\mu\mu$  事象のみ選択
- $e\mu$  事象のみ選択

選択基準の変更に伴い、応答関数及び、バックグラウンド分布は作り直した。作り直した分布やパラメータを入力とし、 $\Delta t$  分布のフィットを行なった。

図 5.21 に結果をまとめた。左図の三角ドットはデータのフィット結果を示し、右図は、フル・モンテ・カルロ計算による結果を示す。モンテ・カルロ計算は積分ルミノシティ  $6.0 \text{ fb}^{-1}$  相当の統計数を用い実行された。 $\Delta m_d$  の入力初期値は  $0.464 \text{ ps}^{-1}$  である。標準選択基準におけるモンテ・カルロ入力値と結果は統計誤差の範囲で非常に良い一致を示している。

プロットと共に、 $\Delta m_d$  の具体的な値も記した。大体において統計誤差内でふらついているが、値の変動具合がデータとモンテ・カルロ計算で類似している。包含的事象を扱っている為、応答関数やバックグランド分布などに、再現できていない効果がモンテ・カルロとデータで共通に現れたと推測できる。

この効果をモンテ・カルロの結果で補うことにより、系統的ふらつきを小さくする試みを行なった。モンテ・カルロ計算の  $\Delta m_d$  入力値とそれぞれの  $\Delta m_d$  出力の比をとったものを、図 5.21 のモンテ・カルロ  $\Delta m_d$  値の下に括弧に記した。この比を補正定数とし、データの  $\Delta m_d$  値の補正を行なった後の値を図 5.21 左図の丸ドットで示した。

これまでの議論から、

1. 標準選択事象でのモンテ・カルロ計算の入出力は良く一致している。
2. モンテ・カルロ計算を用いた補正により、解析的に良く理解できなかった系統的ふらつきをより小さく押えることができた。

以上のことから、事象選択による系統誤差はモンテ・カルロ計算で補正が可能で、そのふらつきは統計誤差の範囲内に納まっていると結論できる。

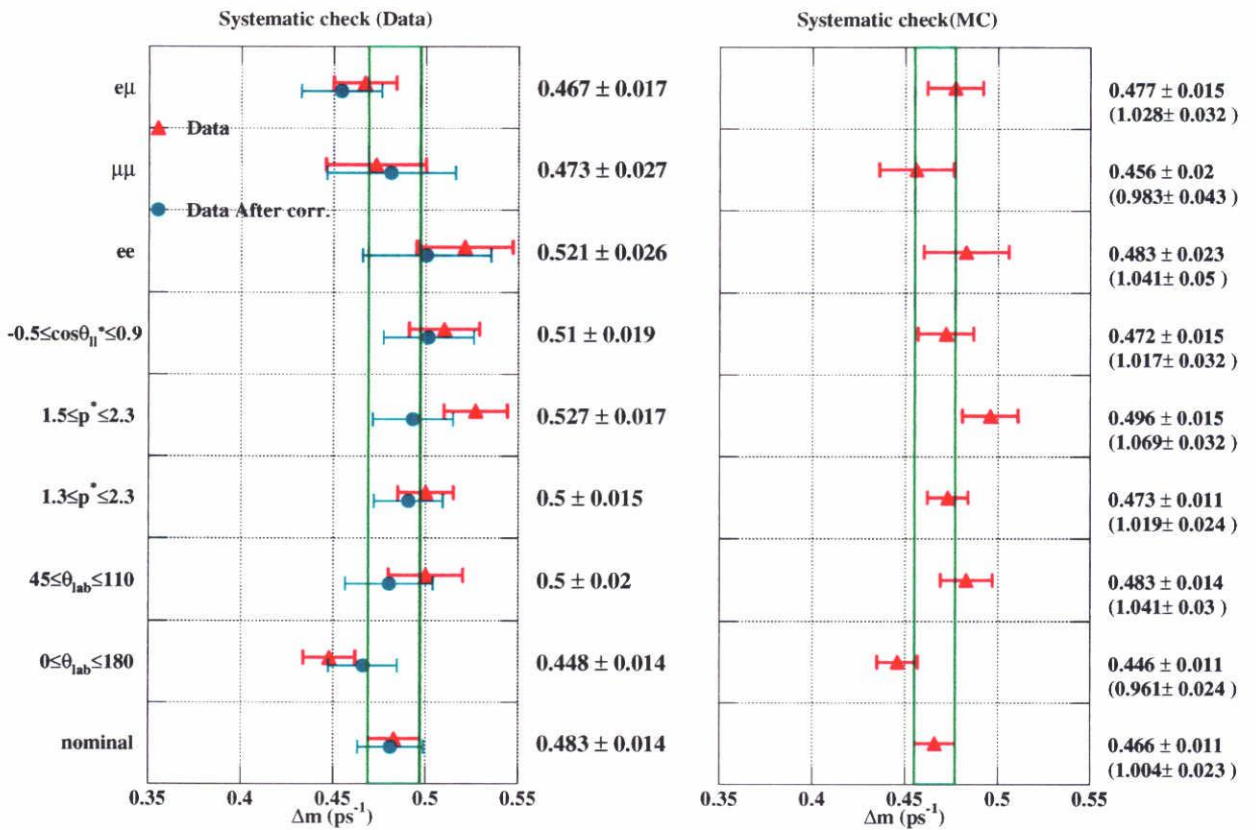


図 5.21: 様々な事象選択における  $\Delta m_d$  測定値。

## 第6章 結論と討論

わが国の電子・陽電子衝突型非対称加速器 (KEKB)、いわゆる B ファクトリー実験が  $\sqrt{s} = M_{\Upsilon(4S)} (10.58 \text{ GeV}/c^2)$  の重心系エネルギーで稼働し、国際協力実験 Belle で収集した積分ルミノシティー  $5.1 \text{ fb}^{-1}$  のデータをもとにした初期の実験成果をまとめた。具体的には、ダイレプトン事象を用いた、 $B_d^0 \bar{B}_d^0$  振動周期の観測による中性 B 中間子の質量固有値の差  $\Delta m_d$  の測定である。その測定結果は

$$\Delta m_d = 0.483 \pm 0.014^{+0.032}_{-0.030} \text{ ps}^{-1}$$

である。ここで、第 2 項は統計誤差、第 3 項は系統誤差である。

この結果は、①  $\Upsilon(4S)$  共鳴状態による崩壊過程を用い、② B 中間子の存在確率の時間発展測定から導出した世界初の測定結果である。この優れた  $\Delta m_d$  精度は、革新的加速器設計とハイテク技術を基礎とした高ルミノシティーを有する加速器を用い、相対論を利用したブースト効果と最新の検出器技術による高精度な崩壊点測定を実現し、レプトンの同定を高効率で行なう検出器を使用したことによる。さらに、本研究の特徴は

- ① 実験データに基づく応答関数の信頼度高い把握法、
- ② バックグラウンド事象分布の実験データに基づく解析的な取り扱い方、
- ③ Z トリガーによる信号事象の抽出とバックグラウンド事象の排除

を確立したことである。図 6.1 に本研究の測定値を世界中の実験データと重ねて対比した。本研究の測定精度はどの実験データよりも優れており、特に、統計精度に関してだけ見れば、世界適合値さえよりも優れている。

精度高い  $\Delta m_d$  測定は小林・益川行列の行列要素  $|V_{ib}V_{td}^*|$  に本質的な制限を与える。また、CP 位相角の測定を始め、他のユニタリー三角形要素にも大きく寄与する。単一の実験でこれほどの測定精度が得られたことは、系統誤差を制御することが可能となる。また、物理成果と共に、Belle 検出器とデータ解析手法、ならびにそれらの理解度の正当性の確認を本研究が行なった。

今後の課題は、系統誤差の改善が挙げられる。統計数の増加に伴い、応答関数やバックグラウンド分布の理解が深まることで、 $\Delta m_d$  測定値の系統誤差は改善される。また、 $B_s$  中間子の振動周期から導出される質量差  $\Delta m_s$  との比

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} \propto \frac{|V_{ib}V_{ts}^*|^2}{|V_{ib}V_{td}^*|^2} \quad (6.1)$$

の測定は、 $B_d$  中間子と  $B_s$  中間子に共通に含まれる不定性が打ち消し合うので系統誤差を抑える

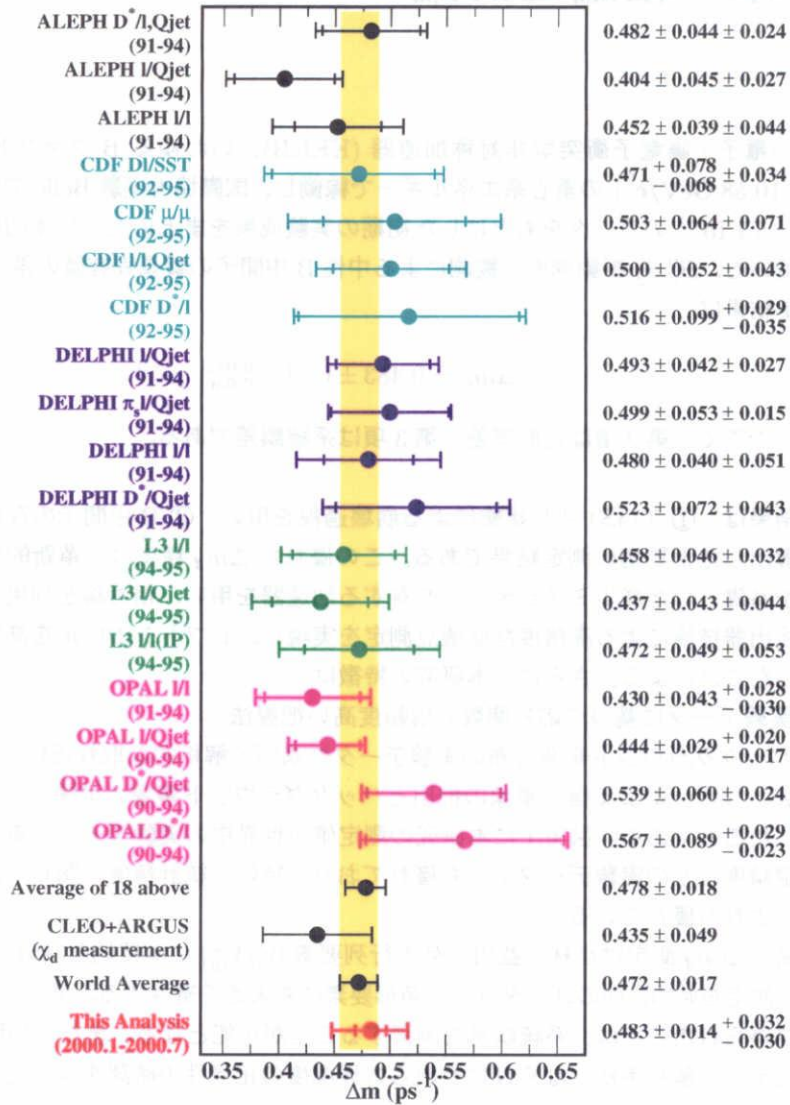


図 6.1: 世界中の実験と本解析の  $\Delta m_d$  測定値。2つの誤差棒は統計誤差のみのもものと系統誤差も含めたものを示す。本解析の値は世界平均と一致を示しており、その測定誤差は他のどの実験よりも優れていることがわかる。

ことができる。特に、 $|V_{tb}V_{td}^*|$  の精度は理論的な不確定要素が 20% と  $\Delta m_d$  測定精度に比べ 10 倍近く大きい。が、 $\frac{|V_{tb}V_{ts}^*|^2}{|V_{tb}V_{td}^*|^2}$  の比をとることによりこの不確定要素は打ち消し合う。現在、95% の信頼度で  $\Delta m_s > 14.3 \text{ ps}^{-1}$  の下限値が報告され [33]、それにより  $|V_{ts}|/|V_{td}| < 0.24$  と制限が付けられている。図 2.3 から明らかなように、この測定量が  $\Delta m_d$  から得られた  $|V_{tb}V_{td}^*|$  の円領域にさらなる制限を加えている。より精度高い  $\Delta m_s$  測定が待たれる。

Belle 実験の最大、且つ最終目標は、ユニタリー三角形の形状を明らかにし、「標準理論」の一角を担う小林・益川理論の精密検証を実行することである。これから Belle 実験で測定される様々な解析結果と本論文結果を照らし合わせ、CP 対称性の破れ現象がより理解されることを期待する。

## 付録A Belle検出器

第3章にて割愛した、Belle検出器個々の詳細について概略する。ここで扱う座標系は第3章で記したものと同一である。

最内部に位置するSVDから半径方向距離順に各検出器の概略を行なう。次にトリガー系、データ収集系について記述する。

### A.1 シリコン・バーテックス・ディテクター (SVD)

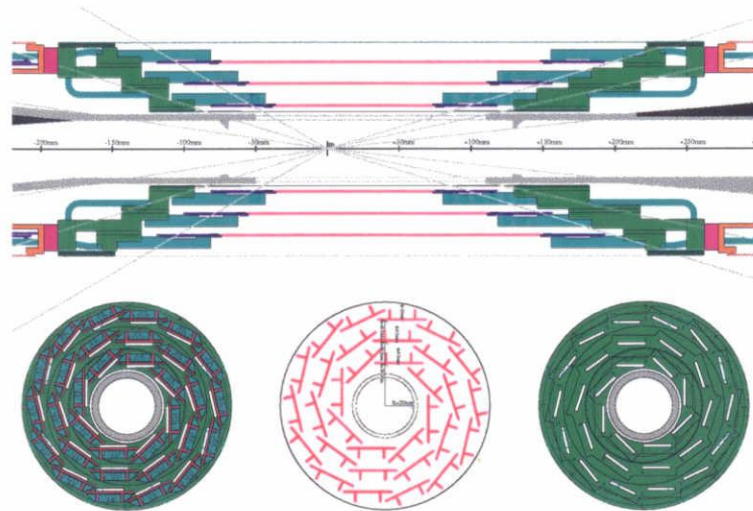


図 A.1: シリコン・バーテックス・検出器

2つのB中間子の崩壊点の差を $\sim 100\ \mu\text{m}$ の精度で測定することを目標にする、本論文研究課題やCP位相測定に必要な検出器である。

長さ $57.5\ \text{mm}$ 、幅 $33.5\ \text{mm}$ 、厚さ $300\ \mu\text{m}$ の両面シリコン・ストリップ検出器(DSSD)で構成される。DSSDは $42\ \mu\text{m}$ ピッチの $z$ 方向検出ストリップと $25\ \mu\text{m}$ ピッチの $\phi$ 方向検出ストリップが張られ、両方向の読み出しを行なう。読み出しは両方向共におよそ40,000チャンネルである。半径位置(3層)に応じて、2、3、4枚のDSSDをつなぎ合わせたラダーを構成し、8、10、14枚

のラダーで2重層のベリリウム製ビームパイプ(厚さ1.0 mm、直径4.6 cm)を取り囲んでいる。全体の概観図を図 A.1 に示す。

CDC で測定した飛跡の内挿位置と SVD 測定点の一致性を確認し、飛跡の生成点の測定を可能にする。CDC で測定した飛跡との一致率は ~99% と非常に高い。

宇宙線事象や2光子事象を用いた解析から得た飛跡とビーム衝突点との最近接点分解能を図 A.2 に掲げる。分解能は、運動量  $p$ 、 $\beta$  は飛跡の速度(光速を単位とした)、 $\theta$  に依存し、 $r\phi$  平面上で  $(19 + 50/p\beta \sin^{3/2} \theta) \mu\text{m}$ 、 $z$  軸方向が  $(36 + 42/p\beta \sin^{5/2} \theta) \mu\text{m}$  であった。運動量が大きいほど又は、 $\theta$  が 90 度に近ければ良い分解能を得ることがわかる。

私の  $J/\psi \rightarrow l^+l^-$  事象を使った解析では、2つのレプトンの生成点の差の分解能は、およそ  $140 \mu\text{m}$  の分解能であった。

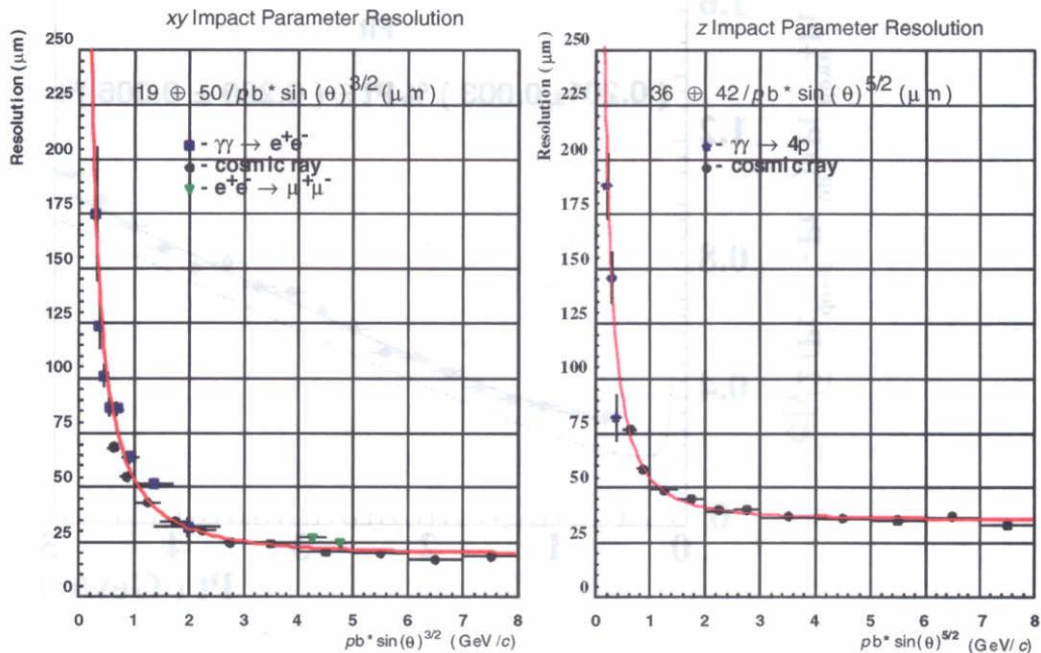


図 A.2: 宇宙線事象や2光子過程を用いた飛跡とビーム衝突点との最近接点分解能を示す。この分解能は、運動量  $p$ 、 $\beta$  は飛跡の速度(光速を単位とした)、 $\theta$  による。

## A.2 セントラル・ドリフトチェンバー (CDC)

荷電粒子の飛跡の測定による高精度な運動量の決定、ガス中でのエネルギー損失の測定より粒子の識別、さらに高速なトリガー信号の生成を行なう。

CDC の構成は第4章で触れたので省略する。

アクシャルワイヤーによる  $r-\phi$  方向位置分解能は  $130 \mu\text{m}$ 、カソードストリップ情報とアクシャ



ル・ステレオワイヤーによる  $z$  方向位置分解能は数百  $\mu m$  である。

1.5 T の磁場が荷電粒子を運動量に依存して螺旋状に飛跡を曲げることから、運動量の決定を可能にする。その設計分解能は、

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 3 \times 10^{-3} \sqrt{p_t^2 (\text{GeV}/c) + 1}$$

を目標とし、宇宙線と  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象による測定結果を図 A.3 に載せる。

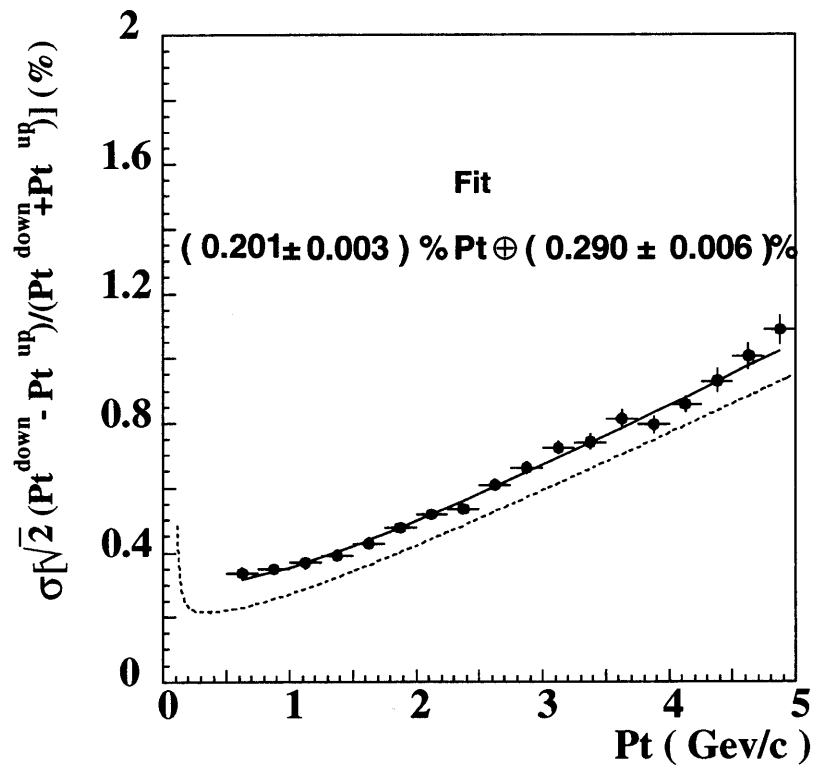


図 A.3: 中央飛跡検出器の運動量分解能。ドットはデータ点を示し、フィットによりデータの分解能を見積もった (実線)。点線は設計分解能を示す。

加えて、CDC ではエネルギー損失の測定を行ない、パイ中間子、K 中間子、陽子の識別、電子の識別を行なう。エネルギー損失量は粒子の速度  $\beta$  の関数で表現できる。 $\beta$  の関数でエネルギー損失量をプロットすればどの粒子も同じ振舞いをするが、運動量の関数に置き換えると粒子の質量分だけその振舞いが異なる。この相違は粒子識別を可能にする。エネルギー損失分解能は以下の値を目標にしている。

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = 6\%$$

### A.3 エアロジェル・チェレンコフ・カウンター (ACC)

B 中間子が崩壊して生成した、高運動量 ( $1.2\text{GeV}/c < p < 3.5\text{ GeV}/c$ ) の  $\pi$  中間子と K 中間子の識別を行なう測定器である。

物質内の光速よりも早い速度で荷電粒子が物質内を通過した時 ( $\beta > 1/n$ )、その粒子はチェレンコフ光を放射する。この現象と CDC で測定した運動量を用いれば、 $\pi$  中間子と K 中間子の識別が可能となる。

図 A.4 に示すように、バレル部分には、960 本 ( $16(z$  方向) $\times 60(\phi$  方向)) のエアロジェル・カウンターが置かれ、 $\theta$  に依存して、エアロジェルの屈折率は異なる ( $n=1.010\sim 1.028$ )。ビーム軸方向にブーストされた B 中間子の 2 体崩壊で生成する  $K/\pi$  中間子の運動量値が  $\theta$  に依存することによる配慮である。 $\theta$  が小さい位置程、屈折率の小さいエアロジェルを配置している。チェレンコフ光は磁場中での稼働が可能なファイン-メッシュ・光電子増倍管によって読み出される。

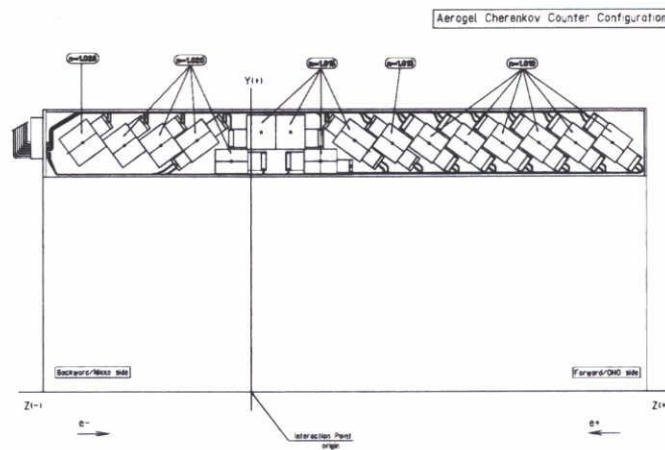


図 A.4: バレル・エアロジェル・チェレンコフ・検出器

一方、前方エンドキャップ位置は 228 本の屈折率  $n=1.030$  のエアロジェル・カウンターが図 A.5 に様に配置されてる。エンドキャップ位置のエアロジェル・カウンターは B 中間子の「香り」測定に用いられる。 $B_d^0(\bar{B}_d^0)$  の崩壊チェーンからは正 (負) 電荷 K 中間子が生成することを利用する。 $b \rightarrow c \rightarrow s$  の崩壊チェーンによる K 中間子なので、比較的低い運動量領域に対応する為、屈折率の高いエアロジェル・カウンターを用意している。

### A.4 タイム・オブ・フライト (TOF) カウンター

128 本の両側読みだし TOF と、トリガー時刻生成用の 64 本の片側読みだし TSC(トリガー・シンチレーション・カウンター) で構成される。どちらも、プラスチック・シンチレーターを用いた検出器である。ACC では識別が難しい  $1.2\text{GeV}/c$  以下の運動量における K 中間子とパイ中間子の識別を行なう。

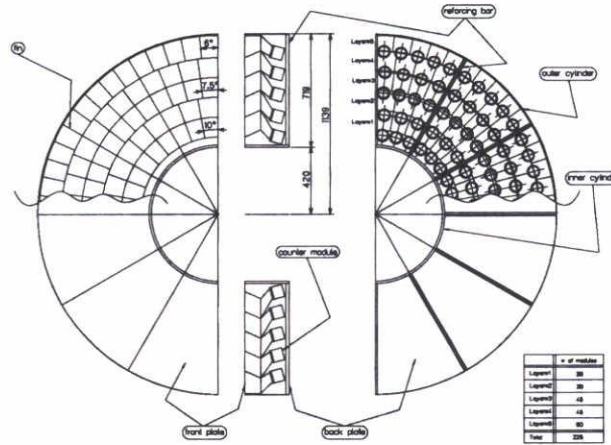


図 A.5: エンドキャップ・エアロジェル・チェレンコフ・検出器

事象生成位置から粒子が TOF が通過するまで (距離 1.2 m) の飛行時刻を 100 ps の時間分解能で測定する。粒子の飛行距離と飛行時間から粒子速度が測定でき、CDC で測定した運動量情報と合わせて粒子の質量の見積りを行なう。すなわち、粒子同定ができる。

1 本の TOF の形状は図 A.6 に示される様に 4 cm × 6 cm × 255 cm の棒である。これが、r=120 cm の位置に 128 本 φ 方向に並べられている。

加えて、TOF は Belle 検出器群の TDC や ADC 読み出しの為のトリガー時刻信号を生成する。TOF によるトリガー頻度は、バックグラウンドが加わった条件でも 70 kHz 以下を満たしている。

### A.5 電磁カロリメーター

ECL は 8736 本の 30 cm × 5.5 cm × 5.5 cm CsI(Tl) 結晶で構成され、シンチレーション光の読み出しにはシリコン・ピン・フォトダイオードを用いる。これらの CsI 結晶は図 A.7 で示される様に、バレル領域に 6624 本、前方エンドキャップ領域に 1152 本、後方エンドキャップ領域に 960 本割り当てられている。

CsI(Tl) 結晶により、光子、電子、陽電子は制動輻射や対生成などの電磁相互作用を経て、殆んど全てのエネルギーを損失する。その他の粒子は 1 部しか損失しない。この原理を利用して、電子、陽電子、光子のエネルギーおよび入射位置の測定を行なう。

エネルギー分解能および、位置分解能は、

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1.34 \oplus \frac{0.066}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{0.081}{\sqrt[3]{E(\text{GeV})}}$$

$$\sigma_{pos} = \frac{0.5\text{cm}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

を得ている。

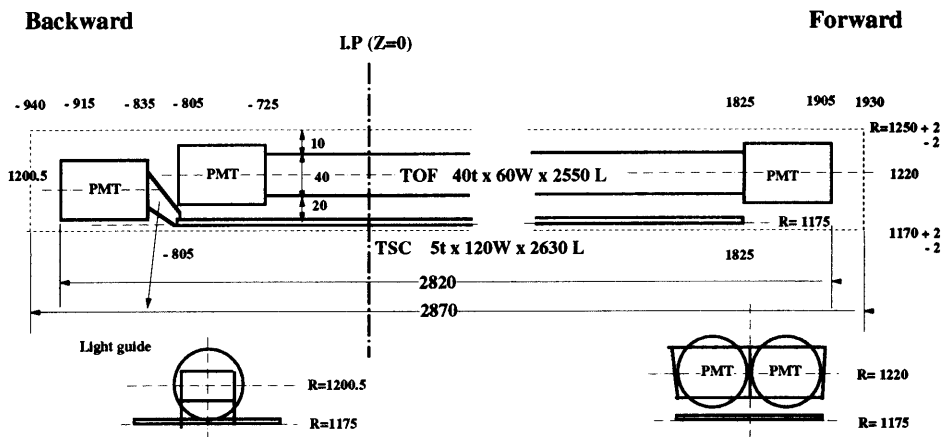
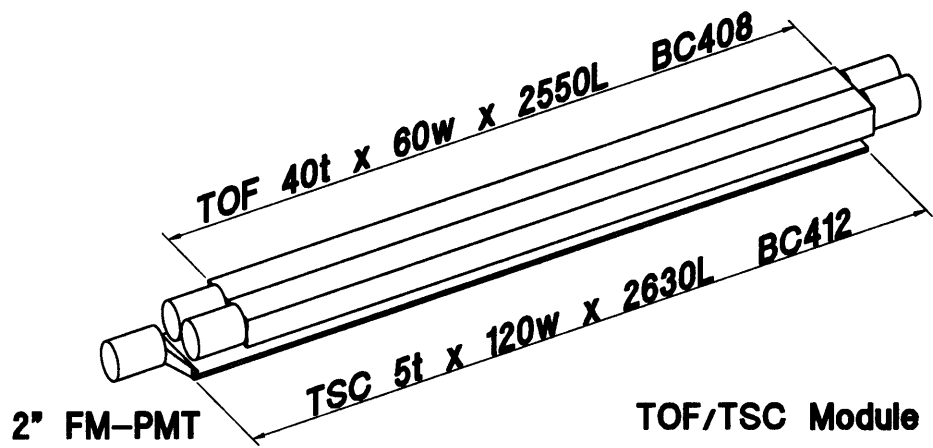


図 A.6: タイム・オフ・フライト・シンチレーション・カウンター

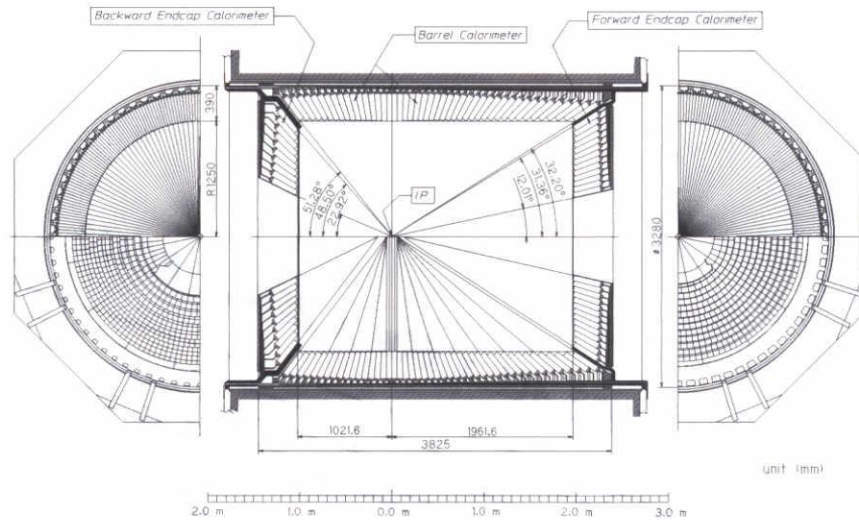


図 A.7: CsI カロリーメーター。

電子(陽電子)と光子との ECL 信号による区別は不可能だが、CDC での飛跡に有無により識別可能である。

電子、陽電子同定は、図 5.3 で示されるように、CDC で測定した運動量と ECL で検出した総エネルギー量の比 ( $E/p$ ) を測定する。電子はほぼ全てのエネルギーを CsI に落すので、 $E/p$  は 1 に鋭く分布する。一方、 $\pi$  中間子は 1 部しかエネルギー損失しないので  $E/p$  は 0 の方に偏る。

## A.6 $K_L$ 、ミュー検出器 (KLM)

$\mu$  粒子と  $K_L$  粒子の検出を行なう。図 A.8 の構造を持つ高抵抗平行板チェンバー (RPC) を厚さ 4.7cm の鉄ではさみ、鉄の板を通り抜けた飛跡を観測する。RPC 内部には、アルゴン、ブタン、HFC134a ガスが、それぞれ、30%、8%、62% の割合で充填されている。炭素膜が張られたガラス電極板に高電圧を印加して、荷電粒子の通過によりイオン化されたガスを検知する。読み出しチャンネル数はバレル領域が 21856、エンドキャップ領域が 16128 である。

$\mu$  粒子は貫通力が優れているため鉄を突き抜け RPC に綺麗な信号を残す。CDC で測定した飛跡の外挿点と KLM のヒットを関連づけることにより  $\mu$  粒子の同定を行なう。 $K_L$  粒子は鉄と衝突し反応を起こす。CDC に飛跡を残さず、KLM 内で残したシャワー信号は  $K_L$  粒子によるものである。 $K_L$  粒子の残したエネルギーの測定は不可能だが、その広がりから  $K_L$  の進行方向の測定が可能である。その分解能は  $\Delta\phi = \Delta\theta = 30$  mrad である。

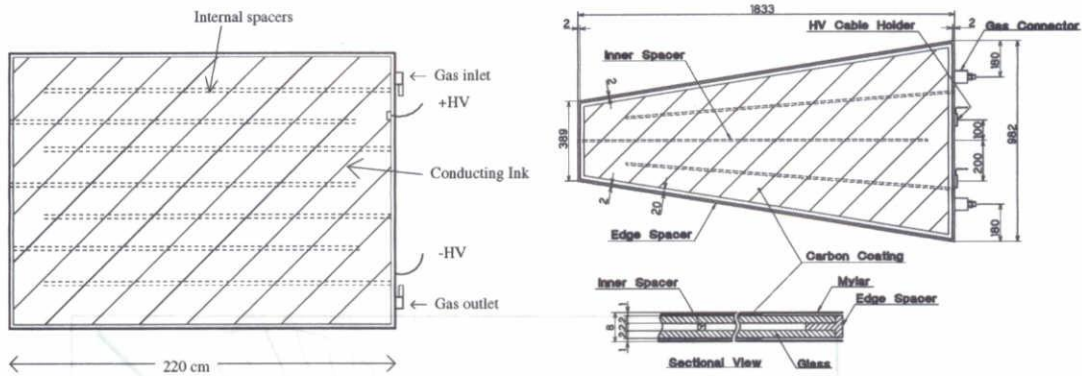


図 A.8: パレル RPC(左図) とエンドキャップ RPC(右図)。

### A.7 超前方カロリメーター (EFC)

図 A.9 に示されるように、ECL で検出不可能な超前方に散乱した電子や陽電子、光子のエネルギー測定を行なう。有感領域は、 $6.2^\circ < \theta < 11.6^\circ$ 、 $163.1^\circ < \theta < 171.5^\circ$  である。320 の BGO 結晶 ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) で構成されている。これは、年間 5 MRad のシンクロトン放射による電子や光子に耐え得る配慮である。EFC はルミノシティの測定や、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  弾性散乱や 2 光子過程の解析時に使われる。

### A.8 データ収集系; Data acquisition system(DQM)

Belle 実験のデータ収集系は図 A.10 のような構造を持っている。

トリガー系がデータ収集を認めたら、各検出器はそれぞれ独自にデータのデジタル信号化を行なう。読みだし機構の特殊な SVD 以外の検出器信号は基本的に、電荷-時間変換モジュールにより電荷とタイミング情報の両方を持つデジタル信号に変換される。SVD は FADC で読み出しを行ない、そのデータをメモリーモジュールに集める。デジタル化に使われる時間は  $200 \mu\text{s}$  である。これは 500Hz のトリガー頻度に対し、10% の不感時間を持つことに相当する。

各検出器デジタル信号はイベントビルダーに送られ、検出器ごとの信号を事象ごと信号に変換する。こうしてできた事象信号はコンピューター・ファームで解析されテープに蓄積される。

8 時間交代で実験協力が者がデータ収集を行ない、その間、データの質やルミノシティの確認を各種モニターにより行なう。

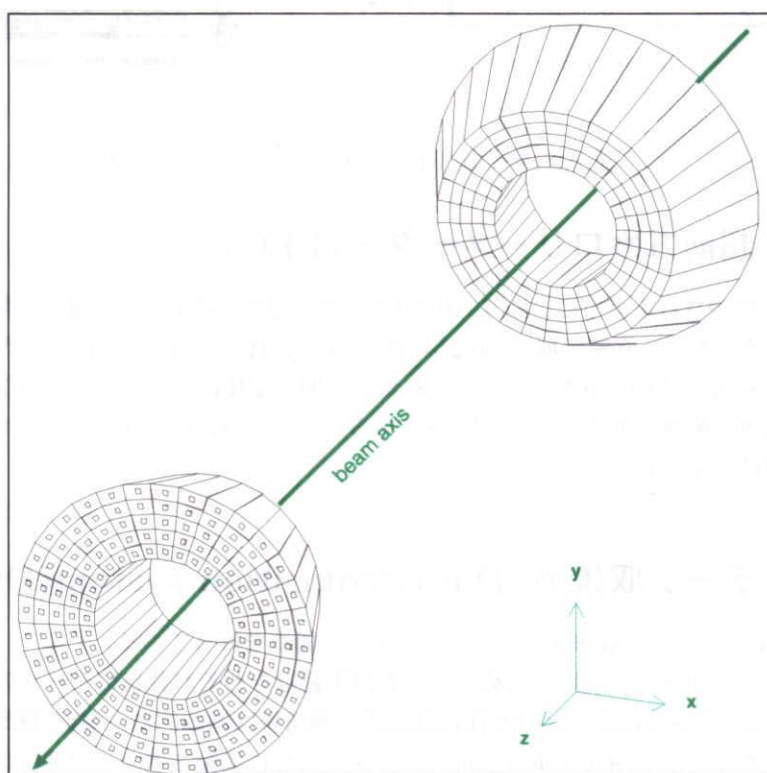


図 A.9: 超前方カロリメーター

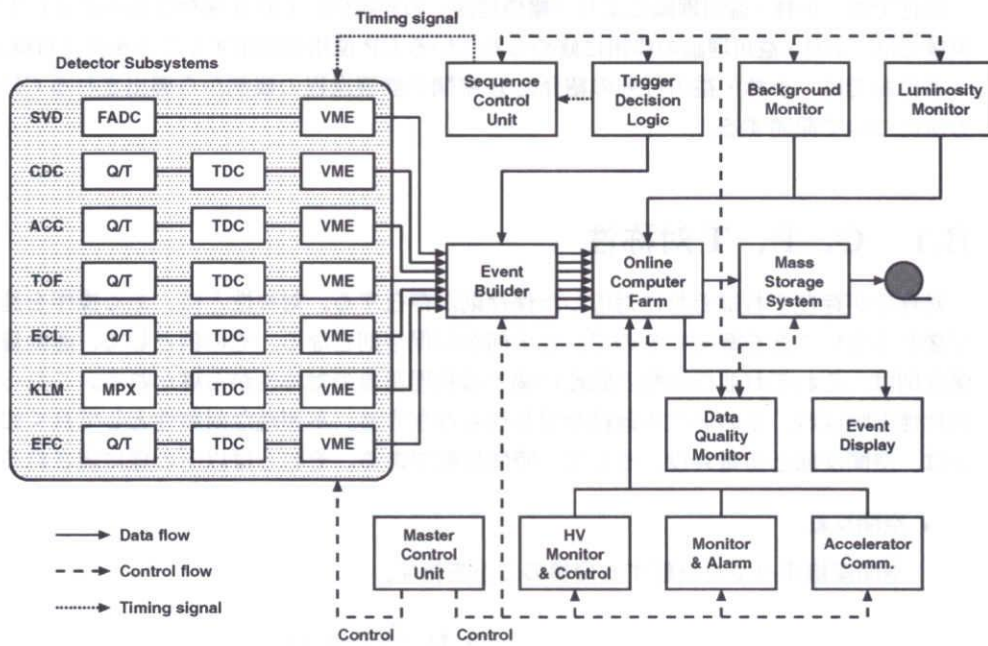


図 A.10: BELLE データ収集系。



## 付録B 小林・益川行列とCP非保存の物理

CP変換とは、荷電共役と空間反転を同時に行なう変換のことを指す。CP保存の破れがK中間子で最初に発見されるまで、我々は、CPの変換に対しても物理量は変わらない(対称性を持つ)と信じていた。

現在では、小林・益川理論により「標準理論」の枠組内にCP非保存は組み込まれている。Belle実験では、小林・益川理論の枠組に修められているCP位相を測定することを第1目標としている。

本付録では、小林・益川行列の紹介とB中間子崩壊過程の観測から導出されるCP位相の測定方法について記述する。

### B.1 C、P、T対称性

対称性が存在すればそれに対応した保存則が存在する。対称性とは、ある操作を施しても何かが変わらないことを意味するので、この何かが保存則となる。その例として、運動量と角運動量保存則は、それぞれ並行移動と回転に関する物理現象の対称性から導かれる。これらは連続的な対称性と呼ばれ、その他に不連続な対称性も存在する。不連続な対称性として良く知られているのは、空間反転と荷電共役、そして、時間反転である。それらは以下の様に表される。

- 空間反転

空間座標すべてを反転する変換のことを指す。

$$(\mathbf{x}, t) \xrightarrow{P} (-\mathbf{x}, t)$$

- 荷電共役

粒子と反粒子の交換を行なう変換である。

$$q \xrightarrow{C} \bar{q}$$

- 時間反転

時間を反転する変換を表す。

$$(\mathbf{x}, t) \xrightarrow{T} (\mathbf{x}, -t)$$

これらの変換により、場は表 B.1 の様に変換される。

	P	C	T
スカラー場 ( $\bar{\psi}_1 \psi_2$ )	$\bar{\psi}_1 \psi_2$	$\bar{\psi}_2 \psi_1$	$\bar{\psi}_1 \psi_2$
擬スカラー場 ( $\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$ )	$-\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$	$\bar{\psi}_2 \gamma^5 \psi_1$	$-\bar{\psi}_1 \gamma^5 \psi_2$
ベクトル場 ( $\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$ )	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$	$-\bar{\psi}_2 \gamma^\mu \psi_1$	$\bar{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$
軸性ベクトル場 ( $\bar{\psi}_1 \gamma^5 \gamma^\mu \psi_2$ )	$-\bar{\psi}_1 \gamma^5 \gamma^\mu \psi_2$	$\bar{\psi}_2 \gamma^5 \gamma^\mu \psi_1$	$\bar{\psi}_1 \gamma^5 \gamma^\mu \psi_2$
テンソル場 ( $\bar{\psi}_1 \sigma^{\mu\nu} \psi_2$ )	$\bar{\psi}_1 \sigma_{\mu\nu} \psi_2$	$-\bar{\psi}_2 \sigma^{\mu\nu} \psi_1$	$-\bar{\psi}_1 \sigma_{\mu\nu} \psi_2$

表 B.1: 場の C、P、T 変換性を示す。

## B.2 小林・益川行列

「標準理論」で現れる場は、クォークとレプトンのディラック場 ( $\psi$ )、ゲージ場 ( $W_\mu$  と  $B_\mu$ )、そしてヒッグス場  $\phi$  である。SU(2) × U(1) 対称性を満たす全ラグランジアンを書き下す。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{GWS} = & -\frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
& + \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left( i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi_L \\
& + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left( i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi_R \\
& + \left| \left( i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \\
& - (G_1 \bar{\psi}_L \phi \psi_R + G_2 \bar{\psi}_L \phi_c \psi_R + h.c.)
\end{aligned} \tag{B.1}$$

式 (B.1) の 1 行目は  $W^\pm$ 、 $Z$ 、 $\gamma$  の運動エネルギー及び自己相互作用、2、3 行目はフェルミオンの運動エネルギー、及びそれらと  $W^\pm$ 、 $Z$ 、 $\gamma$  との相互作用、4 行目は  $W^\pm$ 、 $Z$ 、 $\gamma$ 、ヒッグスの質量との結合、最後の行は、フェルミオンとヒッグスとの相互作用を示している。

クォーク場とヒッグス場を

$$\psi_{kL} = \begin{pmatrix} u'_{kL} \\ d'_{kL} \end{pmatrix}, \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \phi^c = \begin{pmatrix} \phi^{0\dagger} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$$

として、クォークとヒッグス場の SU(2) 不変な相互作用  $\mathcal{L}_I(\psi, \phi)$  を一般化すると、

$$-\mathcal{L}_I(\psi, \phi) = \sum_{j,k} G_{jk} \bar{\psi}'_{jL} \phi^c u'_{kR} + \sum_{j,k} G'_{jk} \bar{\psi}'_{jL} \phi d'_{kR} + h.c. \tag{B.2}$$

と書ける。ここで、クォーク場に ' を付加したのは、これらが弱い相互作用をする時の場であり、物理的なクォークに対応していないことを示す。また  $j, k$  は世代を表し、現在までの実験結果から 3 世代あることは確認されている。よって、ここではクォークは 3 世代として議論を進める。

自発的対称性の破れによりヒッグス場が真空期待値 ( $\langle \phi^0 \rangle = v/\sqrt{2}$ ) を持つと、クォーク場に質量項が出現する。

$$-\mathcal{L}_I(\psi, \phi) = \sum_{j,k} (u'_{jL} M_{jk} u'_{kR} + d'_{jL} M'_{jk} d'_{kR} + h.c.) \tag{B.3}$$

$M_{jk} = \frac{v}{\sqrt{2}}G_{jk}$ 、 $M'_{jk} = \frac{v}{\sqrt{2}}G'_{jk}$  は、いわゆる質量行列で、クォーク場とヒッグス場との結合定数に依存するものである。

一般に任意の行列は 2 つのユニタリ行列により対角化が可能で、質量固有状態にするためには 4 つのユニタリ行列 ( $A_L$ 、 $A_R^\dagger$ 、 $B_L$ 、 $B_R^\dagger$ ) を必要とする。これらにより、

$$A_L M_{jk} A_R^\dagger = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, B_L M'_{jk} B_R^\dagger = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}$$

となり、質量固有状態は

$$U_L = A_L \begin{pmatrix} u'_L \\ c'_L \\ t'_L \end{pmatrix}, D_L = B_L \begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix}$$

となる。

これにより、荷電カレント相互作用項に  $V = A_L B_L^\dagger$  が付加し相互作用が各 2 重項で閉じず、クォークの世代混合が起きる。この部分のラグランジアンを書き下す。

$$-\mathcal{L}_C = (g_w)/\sqrt{2} \sum (u_{jL} \gamma^\mu V_{jk} d_{kL} W_\mu^+ + d_{kL} \gamma^\mu V_{jk}^* u_{jL} W_\mu^-) \quad (\text{B.4})$$

行列  $V$  は、小林・益川行列である。表 B.1 を用いて式 (B.4) に CP 変換を施すと、このラグランジアンが CP 変換に対して不変であるためには  $V$  は実行列でなくてはならない。

小林・益川行列は、

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

と表せ、3 つの混合角 ( $\theta_i (i = 1, 2, 3)$ ;  $s_i = \sin \theta_i, c_i = \cos \theta_i$ ) と 1 つの複素位相角 ( $\delta$ ) によって記述される。小林・益川行列成分の大きさの測定が世界の実験により実施され、以下の値を得ている。

$$|V| = \begin{pmatrix} 0.9742 \sim 0.9757 & 0.219 \sim 0.226 & 0.002 \sim 0.005 \\ 0.219 \sim 0.225 & 0.9734 \sim 0.9749 & 0.037 \sim 0.043 \\ 0.004 \sim 0.014 & 0.035 \sim 0.043 & 0.9990 \sim 0.9993 \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

それぞれの成分の導出の為に用いられた崩壊様式について以下に概略する。

### (1) $V_{ud}$

原子核の  $\beta$  崩壊から決定する。

### (2) $V_{us}$

$K \rightarrow \pi e \nu$  崩壊過程を用いる。崩壊幅  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu})$  が  $V_{us}$  に依ることを利用する。また、ハイペロン粒子の崩壊からも求められている。

(3)  $V_{ub}$ 

$\Upsilon(4S)$  の崩壊で生成した B 中間子のセミレプトニック崩壊  $b \rightarrow ul\nu$  から導出する。この崩壊過程で生成するレプトンは、運動力学的に  $b \rightarrow cl\nu$  によるレプトンよりも高い運動量分布を持つ。 $b \rightarrow cl\nu$  によるレプトンの運動量閾値以上のレプトン運動量分布から測定を行なう。

(4)  $V_{cd}$ 

ニュートリノによるチャームクォーク生成から導出する。ニュートリノ反応の各過程の生成断面積は、標的となるクォークの核子内存在確率と小林・益川行列要素の自乗に比例することを考慮し導出を行なう。

(5)  $V_{cs}$ 

D 中間子のセミレプトニック崩壊  $D \rightarrow Kl\nu$  から導出する。基本的には  $V_{us}$  の導出と同様に求めることができる。

(6)  $V_{cb}$ 

B 中間子がチャームクォークを含む中間子に崩壊する過程を用いる。

(7)  $V_{td}$ 

本論文主題の  $\Delta m_d$  の測定から制限を与える。ユニタリー条件を用いても推測できる。

(8)  $V_{ts}$ 

ユニタリー条件

$$|V_{ts}| = \frac{|V_{us}^* V_{ub} + V_{cs}^* V_{cb}|}{|V_{tb}|}$$

から推測する。

(9)  $V_{tb}$ 

ユニタリー条件

$$\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{tb}|^2}$$

から推測する。

CDF 実験や  $D^0$  実験などによる  $t$  クォークの  $b$  クォークへのセミレプトニック崩壊による直接測定も可能である。

### B.3 B 中間子における CP 非保存

CP 保存とは、粒子と反粒子との変換に対する対称性を表すものである。CP の破れは、粒子の崩壊過程幅 ( $\Gamma(B \rightarrow f)$ ) と CP 変換を施した反粒子崩壊過程幅 ( $\Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})$ ) との非対称

$$A_f \equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} \quad (\text{B.7})$$

を検出することにより得られる。

B 中間子が起こす CP 非保存は大きく分けて 3 つの測定法が存在する。

- 直接的 CP 非保存
- $B^0 \bar{B}^0$  振動現象による CP 非保存
- $B^0 \bar{B}^0$  振動現象と崩壊過程の干渉による CP 非保存

である。以下に、これらを分けて記述する。

#### B.3.1 直接的 CP 非保存

CPT が保存し、且つ、終状態  $f$  を特定した場合の崩壊振幅は、

$$A(B \rightarrow f) = \sum_i A_i e^{i\phi_{W_i}} e^{i\delta_{S_i}} \quad (\text{B.8})$$

$$A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = \sum_i A_i e^{-i\phi_{W_i}} e^{i\delta_{S_i}} \quad (\text{B.9})$$

と書ける。 $i$  は異なる中間状態を示し、 $A_i$  は崩壊過程の振幅の絶対値、 $\phi_W$  は弱い相互作用の位相、 $\delta_S$  は終状態粒子の強い相互作用による散乱位相のずれを示す。CP の直接的破れの実験的検証には、

$$\delta\Gamma = \Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) \neq 0 \quad (\text{B.10})$$

であることが必要となり、これを満足するするには少なくとも 2 種類以上の中間状態による干渉振幅が必要となる。

例えば、

$$A(B \rightarrow f) = A_1 e^{i\phi_{W_1}} e^{i\delta_{S_1}} + A_2 e^{i\phi_{W_2}} e^{i\delta_{S_2}} \quad (\text{B.11})$$

$$A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = A_1 e^{-i\phi_{W_1}} e^{i\delta_{S_1}} + A_2 e^{-i\phi_{W_2}} e^{i\delta_{S_2}} \quad (\text{B.12})$$

とすれば、

$$\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = A_1 A_2 \sin(\phi_{W_1} - \phi_{W_2}) \sin(\delta_{S_1} - \delta_{S_2}) \quad (\text{B.13})$$

となる。よって、CP の直接的破れを測定するためには、

- 弱い相互作用による位相が異なる
- 強い相互作用による位相が異なる
- 振幅の絶対値量 ( $A_1$ ,  $A_2$ ) が同定度の大きさを持つ

ことが必要となる。

### B.3.2 $B^0\bar{B}^0$ 振動現象による CP 非保存

式 (B.7) の  $f$  をセミレプトニック崩壊とすると、式 (2.14)、式 (2.15) から

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow \bar{B}) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow B)}{\Gamma(B \rightarrow \bar{B}) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow B)} = \frac{\Gamma(B_d^0(\Delta t) \rightarrow l^-l^-) - \Gamma(\bar{B}_d^0(\Delta t) \rightarrow l^+l^+)}{\Gamma(B_d^0(\Delta t) \rightarrow l^-l^-) + \Gamma(\bar{B}_d^0(\Delta t) \rightarrow l^+l^+)} = \frac{\left|\frac{q}{p}\right|^2 - \left|\frac{p}{q}\right|^2}{\left|\frac{q}{p}\right|^2 + \left|\frac{p}{q}\right|^2} \quad (\text{B.14})$$

を得る。

式 (2.13) で、 $\Gamma_{12} \ll M_{12}$  とすれば、

$$\left|\frac{q}{p}\right|^2 \sim 1 - \text{Im}\left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right) \quad (\text{B.15})$$

となる。「標準理論」計算によると、

$$\text{Im}\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \sim \frac{\pi m_c^2}{m_t^2 E\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)} \text{Im}\left(\frac{V_{cb}V_{cd}^*}{V_{tb}V_{td}^*}\right) \sim O(10^{-4}) \quad (\text{B.16})$$

と非常に小さく、測定は困難である。この量の世界平均測定値 ( $0.002 \pm 0.007$ ) は理論と一致している。

### B.3.3 $B^0\bar{B}^0$ 振動現象と崩壊過程の干渉による CP 非保存

中性 B 中間子が混合現象を起こすことから、 $A(B \rightarrow f)$  と  $A(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow f)$  の干渉が生じることに注目する。終状態の  $f$ ,  $\bar{f}$  として CP の固有状態 ( $f_{CP}$ ) を選び、

$$CP|f\rangle = CP|\bar{f}\rangle = \pm|f\rangle \quad (\text{B.17})$$

且つ、唯一の散乱振幅が寄与すると仮定すると、式 (2.14)、式 (2.15) から非対称は、

$$a_{f_{CP}} \equiv \frac{\Gamma(B_d^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}_d^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B_d^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}_d^0(\Delta t) \rightarrow f_{CP})} \quad (\text{B.18})$$

$$= \frac{(1 - |\lambda|^2) \cos \Delta m_d \Delta t - 2 \text{Im} \lambda \sin \Delta m_d \Delta t}{1 + |\lambda|} \quad (\text{B.19})$$

となる。但し、 $\lambda = \eta_f \frac{q \langle f_{CP} | T | \bar{B}_d^0 \rangle}{p \langle f_{CP} | T | B_d^0 \rangle}$  で  $\eta_f = \pm 1$  は終状態の CP 固有値である。中性 B 中間子崩壊過程では、 $|\lambda| \sim 1$  なので、

$$a_{f_{CP}} = -Im\lambda \sin \Delta m_d \Delta t \quad (\text{B.20})$$

となる。特に  $f_{CP}$  が  $J/\psi K_s$  の時、 $a_{f_{CP}}$  はユニタリー三角形を構成する CP 位相  $\phi_1$  で表現でき、

$$a_{f_{CP}} = -\sin 2\phi_1 \sin \Delta m_d \Delta t \quad (\text{B.21})$$

となる。 $\sin 2\phi_1$  はこれまでに CDF 実験や OPAL 実験で測定され、CDF 実験による測定値は

$$\sin 2\phi_1 = 0.79_{-0.44}^{+0.41} \quad [32]$$

である。Belle 実験でも、この測定解析が進められており、積分ルミノシティ  $6.2 \text{ fb}^{-1}$  を使用した現在までの測定の途中経過として

$$\sin 2\phi_1 = 0.45_{-0.45}^{+0.44} (\text{stat.} + \text{syst.})$$

を発表している。これから増える統計量を付加し、正式な測定結果の発表を行なうことを目標としている。

## 関連図書

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652(1973).
- [2] Particle Data Book Group, “Review of Particle Physics”,  
The European Phys. Journal vol 15. Number 1-4 (2000)
- [3] I.I. Bigi and A.I. Sanda, “CP Violation”, Cambridge University Press, 2000.
- [4] F.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**,225 (1994).
- [5] CLEO III Public Documents,  
<<http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/CLE03/CLE03.html>>
- [6] The BaBar Homepage, <<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/>>
- [7] BELLE HOME PAGE, <<http://bsunsrv1.kek.jp/>>
- [8] The BTeV Project at Fermilab, <<http://www-btev.fnal.gov/btev.html>>
- [9] HERA-B Home Page, <<http://www-hera-b.desy.de/>>
- [10] LHCb Home Page, <<http://lhcb.cern.ch/>>
- [11] D.Besson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 5 (1985).
- [12] BELLE Collaboration, “A study of  $CP$  violation in  $B$  meson decays – Technical Design Report”, KEK Report 95-1, 1995.
- [13] KEKB accelerator group, KEKB B Factory Design Report, KEK Report 95-7, 1995;  
K. Akai *et al.*, Proc. 1999 Particle Accelerator Conference, New York(1999); Y. Funakoshi  
*et al.*, Proc. 2000 European Particle Accelerator Conference, Vienna(2000).
- [14] G. Alimonti *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A453**, 71 (2000).
- [15] H. Hirano *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A455**, 294 (2000).
- [16] T. Iijima *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A453**, 321 (2000).
- [17] H. Kichimi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A453**, 315 (2000).



- [18] H. Ikeda *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A441**, 401 (2000).
- [19] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A449**, 112 (2000).
- [20] Y. Ushiroda *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A438**, 460 (1999).
- [21] S. Uno, Nucl. Instrum. Meth. **A379** (1996) 421.
- [22] S. Uno *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A330** (1993) 55.
- [23] M. Akatsu *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A454**, 322 (2000).
- [24] Y. Fujita *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A405** (1998) 105.
- [25] Xilinx,  
The Programmable Logic Data Book (1997)
- [26] G. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, (1978) 1581
- [27] K. Hanagaki *et al.*, “Status of Electron Identification” Belle Note # 312, May 1<sup>st</sup>, 2000
- [28] L. Piilonen *et al.*, “Belle muon identification” Belle Note # 338, June 28<sup>th</sup>, 2000
- [29] CLEO Collaboration, J. P. Alexander *et al.*, CLNS 00-1670, CLEO 00-7, hep-ex/00006002, submitted to Phys. rev. Lett.
- [30] CLEO Collaboration, L. Gibbons *et al.*, Phys. Rev. **D56** 3783 (1997)
- [31] B. Casey “Measurement of the number of  $B^0\bar{B}^0$  events in Experiment 5 Data and the  $B^0\bar{B}^0$  Cross Section at KEKB” Belle Note # 296, March 1<sup>st</sup>, 2000
- [32] CDF Collaboration, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. **D61** 072005 (2000)
- [33] G. Blaylock, plenary talk at the *XIX International Conference on Lepton and Photon Interactions at High Energies* (Stanford, August 9-14, 1999)